

---

# Abbildung und dynamische Simulation eines horizontalen Naturumlaufverdampfers eines Abhitzedampferzeugers in Hinblick auf Strömungsinstabilitäten

---

Implementation and Dynamic Simulation of a Horizontal Natural Circulation Evaporator of a Heat Recovery Steam Generator with regard to Flow Instabilities

Bachelor-Thesis von Robert Schiemann aus Leipzig  
Oktober 2012



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich 16: Maschinenbau  
Institut für Energiesysteme und  
Energietechnik

Abbildung und dynamische Simulation eines horizontalen Naturumlaufverdampfers eines Abhitzedampferzeugers in Hinblick auf Strömungsinstabilitäten  
Implementation and Dynamic Simulation of a Horizontal Natural Circulation Evaporator of a Heat Recovery Steam Generator with regard to Flow Instabilities

Vorgelegte Bachelor-Thesis von Robert Schiemann aus Leipzig

1. Gutachten: Prof. Dr. Bernd Epple
2. Gutachten: Dipl.-Ing. Stefan Pfeiffer

Tag der Einreichung:

---

# Zusammenfassung

Naturumlaufdampferzeuger, welche häufig bei Abhitzedampferzeugern Verwendung finden, können beim Verdampfungsprozess instabile Betriebszustände entwickeln. Diese sogenannten Strömungsinstabilitäten äußern sich in der Praxis durch Schwingungen von Massenströmen, Dampfgehalten und Rohrtemperaturen. Hierdurch können Bauteilschäden und erhebliche Störungen im Betrieb des Dampferzeugers entstehen. Eine genaue Vorhersage der transienten Vorgänge im Verdampferbereich erlaubt es, bereits in der Planungsphase mögliche instabile Betriebszustände zu identifizieren und durch konstruktive oder konzeptionelle Änderungen zu minimieren oder sogar ganz zu vermeiden. Zur Vorhersage von Strömungsinstabilitäten sind jedoch verlässliche numerische Simulationsprogramme notwendig, die diese Phänomene möglichst genau vorhersagen können. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Eignung der kommerziellen Prozess-Simulationssoftware APROS hinsichtlich der Simulation dieser Instabilitäten zu untersuchen und mit den Ergebnissen anderer Simulationsprogramme zu vergleichen.

Im vorliegenden Bericht wird nach einer allgemeinen theoretischen Einführung in den Themenkomplex der Dampferzeugung und Strömungsinstabilitäten ein Modell eines vertikalen Naturumlauf-Abhitzedampferzeugers erläutert. Dieses wurde mit der kommerziellen Simulationssoftware APROS nach dem Vorbild eines von Prof. Dr. Heimo Walter (TU Wien) simulierten Abhitzedampferzeugers erstellt. Die Ergebnisse der Simulation werden in der Arbeit diskutiert und mit den Resultaten von Walter verglichen. Ausgehend davon wurde - ebenfalls in Anlehnung an Walter - eine Parameterstudie durchgeführt, um die Abhängigkeit der hydrodynamischen Stabilität des Dampferzeugers zu bewerten. Zuletzt wird der Einfluss von Modellierungs- und Berechnungsparametern in APROS auf die Simulation diskutiert.

Als Ergebnis dieser Arbeit konnte festgestellt werden, dass APROS sich als geeignet für die Simulation von Strömungsinstabilitäten erwiesen hat. Es gab zwar teilweise stärkere Abweichungen von den Ergebnissen Walters, wodurch jedoch die grundsätzliche Eignung von APROS nicht eingeschränkt wird. Viel mehr sind diese Abweichungen durch Modell- und Parameterwahlen erklärbar.

---

# Aufgabenstellung zur Bachelorthesis B-125-16



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Für: Robert Schiemann  
Matr.-Nr.: 1570982  
Fachgebiet: Energiesysteme und Energietechnik  
Betreuer: Prof. Dr.-Ing. Bernd Eppe / Dipl.-Ing. Stefan Pfeiffer

## Titel

Abbildung und dynamische Simulation eines horizontalen Naturumlaufverdampfers eines Abhitzedampferzeugs in Hinblick auf Strömungsinstabilitäten.

Implementation and Dynamic Simulation of a Horizontal Natural Circulation Evaporator of a Heat Recovery Steam Generator with regard to Flow Instabilities.

## Hintergrund

Bei Naturumlaufdampferzeugern – welche häufig bei Abhitzedampferzeugern Verwendung finden – kann es bei der Verdampfung zu Strömungsinstabilitäten kommen. Die davon ausgehenden Schwingungen können zu Bauteilschäden führen. Eine genaue Untersuchung der transienten Vorgänge in diesem Bereich ermöglicht bereits in der Planungsphase etwaige Instabilitäten zu finden und durch eine veränderte Konstruktion zu minimieren oder sogar ganz zu vermeiden. Hierfür sind verlässliche numerische Simulationsprogramme notwendig, die diese Phänomene möglichst genau vorhersagen können.

## Zielstellung

Ein Ziel ist es das Potenzial der Simulationssoftware APROS hinsichtlich Strömungsinstabilitäten zu untersuchen und mit bestehenden Simulationsergebnissen im Bereich von horizontalen Naturumlaufverdampfern zu vergleichen. Ferner sollen Einflussfaktoren auf die Vorgänge im Verdampfer variiert und untersucht werden.

## Arbeitsschritte

Die Arbeitsschritte gliedern sich wie folgt:

- Einarbeitung in die Simulationssoftware APROS®
- Theoretische Einarbeitung in die Problematik der Strömungsinstabilitäten in Verdampfern
- Abbildung des Modells anhand gegebener Daten in APROS
- Durchführung von Simulationen bei Variationen von Parametern wie:
  - Rohrgeometrien und -anordnungen
  - Trommelhöhe, Leitungsgeometrien
  - Berechnungsmodell (Ein- bzw. Zwei-Phasenmodell)
  - Startbedingungen (Drücke etc.)
- Auswertung und Vergleich der Simulationen mit Ergebnissen anderer Berechnungsprogramme
- Dokumentation und Diskussion der Ergebnisse

Prof. Dr. –Ing. Bernd Eppe

Institut für  
Energiesysteme und  
Energietechnik

Chair for  
Energy Systems and  
Technology



Prof. Dr.-Ing.  
Bernd Eppe

Petersenstr. 30  
64287 Darmstadt

Tel. +49 6151 16 - 2191  
Fax +49 6151 16 - 5685  
bernd.epple@  
est.tu-darmstadt.de



# Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	VIII
Tabellenverzeichnis	IX
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Zweiphasenströmungen . . . . .	2
2.1.1 Strömungsformen in Mehrphasenströmungen . . . . .	2
2.1.2 Mathematische Modellierung von Zweiphasenströmungen . . . . .	3
2.1.3 Siedeprozess von Fluiden . . . . .	3
2.2 Naturumlauf . . . . .	4
2.2.1 Prinzip des Naturumlaufs . . . . .	4
2.2.2 Mathematisches Modell des Naturumlaufs . . . . .	5
2.3 Abhitzedampferzeuger . . . . .	7
2.4 Strömungsinstabilitäten . . . . .	8
2.4.1 Klassifizierung von Strömungsinstabilitäten . . . . .	10
2.4.2 Statische Strömungsinstabilitäten . . . . .	11
2.4.2.1 Ledinegg-Instabilität . . . . .	11
2.4.2.2 Siedeinstabilität . . . . .	12
2.4.2.3 Strömungsforminstabilität . . . . .	12
2.4.2.4 Geysering, Flashing, Chugging und Bumping . . . . .	13
2.4.3 Dynamische Strömungsinstabilitäten . . . . .	13
2.4.3.1 Akustische Instabilität . . . . .	13
2.4.3.2 Dichtewellenoszillation . . . . .	14
2.4.3.3 Thermische Instabilität . . . . .	18
2.4.3.4 Parallelrohrinstabilität . . . . .	19
2.4.3.5 Druckverlustinstabilität . . . . .	19
3 Modellierung	22
3.1 Grundlegender Modell-Aufbau . . . . .	22
3.2 Wasser-Dampf-Seite . . . . .	22
3.3 Wärmeübertragung und -speicherung . . . . .	25
3.4 Rauchgasseite . . . . .	26
3.5 Blenden-Implementierung . . . . .	26
3.6 Trommel . . . . .	26
3.7 Anfangs- und Randbedingungen . . . . .	27
4 Simulation	29

4.1	Ergebnis der Simulation . . . . .	29
4.2	Parameterstudie . . . . .	33
4.2.1	Einfluss des Betriebsdrucks . . . . .	33
4.2.2	Einfluss der Rohrrauigkeit . . . . .	35
4.2.3	Einfluss des Fallrohrdurchmessers . . . . .	36
4.2.4	Einfluss der Trommelhöhe . . . . .	37
4.2.5	Einfluss zusätzlicher Strömungswiderstände . . . . .	38
4.2.6	Homogenisierung der Wärmezufuhr . . . . .	39
4.3	Einflüsse der Berechnungsmethoden . . . . .	41
4.3.1	Einfluss der zeitlichen Diskretisierung . . . . .	41
4.3.2	Einfluss der Diskretisierung der konvektiven Flüsse . . . . .	41
4.3.3	Einfluss der räumlichen Diskretisierung . . . . .	42
4.3.4	Einfluss des thermohydraulischen Fluidmodells . . . . .	44
5	Vergleichbarkeit der Ergebnisse	47
6	Fazit	50
7	Ausblick	51
	Literaturverzeichnis	51
A	Standardkonfiguration	54

---

# Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

## Römische Symbole

$\bar{w}$	mittlere Fließgeschwindigkeit	m/s
$\bar{x}$	mittlerer Dampfmassenanteil	-
$\Delta t$	zeitliche Gitterweite	s
$\Delta x$	räumliche Gitterweite	m
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
$\hat{x}$	Amplitude des Dampfmassenanteils	-
$A$	Fläche	m <sup>2</sup>
$b$	Breite	m
$d$	Durchmesser	m
$H$	geodätische Höhe	m
$h$	spezifische Enthalpie	kJ/kg
$k$	Rohrrauigkeit	m
$k'$	relative Rohrrauigkeit	-
$l$	Länge	m
$m$	Anzahl der Kontrollvolumen	-
$n$	Anzahl paralleler Rohre	-
$p$	Druck	Pa
$r$	Radius	m
$S$	Quellterm	
$T$	Temperatur	K
$t$	Zeit	s
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$w$	Fließgeschwindigkeit	m/s
$x$	Dampfmassenanteil	-
$y$	volumetrischer Dampfanteil	-

$z$	geodätische Höhenkoordinate	m
-----	-----------------------------	---

### Griechische Symbole

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	W / m <sup>2</sup> K
$\epsilon$	Effektivität der Wärmeübertragung	%
$\lambda$	Rohrreibungszahl	-
$\lambda_L$	Luftzahl	-
$\Phi_{2ph}^2$	Zweiphasenmultiplikator	-
$\tau$	Wanddicke	m
$\varrho$	Dichte	kg / m <sup>3</sup>
$\varrho'$	Dichte auf der Siedelinie	kg / m <sup>3</sup>
$\varrho''$	Dichte auf der Taulinie	kg / m <sup>3</sup>
$\xi$	Molenbruch	-
$\zeta$	Druckverlustbeiwert	-

### Abkürzungen und Indizes

a	außen
AHDE	Abhitzedampferzeuger
APROS	Advanced Process Simulator
aus	am Auslass
CHF	Critical heat flux - kritischer Wärmestrom
D	Dampf
DBS	Dynamic Boiler Simulation
DNB	Departure from nucleate boiling
DWO	Dichtewellenoszillation
E	Ebene
ein	am Einlass
einph	einphasig
ext	extern
f	flüssig
FR	Fallrohr
g	gasförmig
GuD	Gas und Dampf

---

i	innen
int	intern
komm	kommerziell
konv	konvektiv
KV	Kontrollvolumen
pch	phase change - Phasenwechsel
RG	Rauchgas
SIMPLER	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Revised
Soll	Sollwert
SR	Steigrohr
Std	Standard
sub	subcooling - Unterkühlung
theor	theoretisch
Tr	Trommel
VR	Verdampferrohr
W	Wasser
zweiph	zweiphasig

---

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Typische Strömungsformen im horizontalen, beheizten Rohr . . . . .	2
2.2	Nukijama-Kurve für die Verdampfung von Wasser bei 1 bar . . . . .	4
2.3	Typisches Naturumlaufsystem . . . . .	5
2.4	Zusammenhang zwischen volumetrischem und massenbezogenem Dampfgehalt . . . . .	6
2.5	Schaltschema eines GuD-Prozesses . . . . .	7
2.6	Typischer vertikaler Abhitzedampferzeuger . . . . .	8
2.7	Temperatur-Wärmediagramm eines Abhitzekessels ohne Zwischenüberhitzung . . . . .	9
2.8	Interne und externe Charakteristiken eines beispielhaften Verdampferrohrs und Ledinegg-Instabilität . . . . .	12
2.9	Stabilitätsdiagramm und Typunterscheidung der DWO . . . . .	16
2.10	Abbildungen zur Druckverlustinstabilität . . . . .	20
3.1	Modell des Dampferzeugers . . . . .	22
3.2	Schematisches Modell des Abhitzedampferzeugers. . . . .	23
3.3	Zeitabhängige Randbedingungen für das Rauchgas . . . . .	27
4.1	Massenströme an verschiedenen Punkten im Dampferzeuger . . . . .	29
4.2	Massenströme in den 8 Ebenen des Dampferzeugers . . . . .	31
4.3	Dampfgehalte an den Auslässen der Verdampferrohrbündel. . . . .	32
4.4	Druck und Wasserstand in der Trommel . . . . .	33
4.5	Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Trommeldrücken. . . . .	34
4.6	Einschwingvorgänge im Fallrohr bei verschiedenen Trommeldrücken. . . . .	34
4.7	Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Rohrrauigkeiten $k$ im gesamten Verdampfer. . . . .	35
4.8	Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Rohrrauigkeiten $k_{FR}$ im Fallrohr. . . . .	35
4.9	Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Rohrrauigkeiten $k_{VR}$ in den Verdampferrohren. . . . .	36
4.10	Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Fallrohrdurchmessern. . . . .	37
4.11	Massenströme im Fallrohr bei unterschiedlichen Trommelhöhen. . . . .	37
4.12	Fallrohrmassenstrom bei zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampfereinlass. . . . .	38
4.13	Massenstrom durch die erste Verdampferebene bei zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampfereinlass. . . . .	39
4.14	Fallrohrmassenstrom bei zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampferauslass. . . . .	39
4.15	Fallrohrmassenstrom bei Homogenisierung der Wärmezufuhr. . . . .	40
4.16	Einfluss der Zeitschrittweite . . . . .	41
4.17	Einfluss der Ordnung des Upwind-Verfahrens . . . . .	42
4.18	Dampfanteil am Austritt der siebten Verdampferebene bei verschiedenen räumlichen Gitterweiten. . . . .	43
4.19	Rechenzeiten bei verschiedenen räumlichen Diskretisierungsweiten. . . . .	44
4.20	Simulationsergebnisse ausgewählter Massenströme mit dem Sechsgleichungen-Modell. . . . .	45
4.21	Simulationsergebnis für den Dampfgehalt mit dem Sechsgleichungen-Modell. . . . .	45

---

# Tabellenverzeichnis

4.1	Phasenwechselzahl und Massenstrom für jeden der vier Rohrstränge . . . . .	31
4.2	Homogenisierung der Wärmezufuhr . . . . .	40
A.1	Standardkonfiguration . . . . .	55
A.2	Konvektionskonstanten . . . . .	56

---

# 1 Einleitung

Im Zuge der anhaltenden Bestrebungen, die Effizienz von Energieumwandlungs- und -erzeugungsprozessen weiter zu steigern, kommen vermehrt Gas- und Dampfkraftwerke (GuD) zum Einsatz. Mithilfe eines Abhitzedampferzeugers wird der Abgasmassenstrom der Gasturbine dazu genutzt, um einen Dampfkraftprozess zu betreiben, sodass die Flexibilität einer Gasturbine mit einem hohen Gesamtwirkungsgrad kombiniert wird.

Diese Abhitzedampferzeuger können in verschiedenen Bauarten ausgeführt werden. Je nach Bauart und zugrundeliegendem Arbeitsprinzip sind sie mehr oder weniger anfällig gegenüber sogenannten Strömungsinstabilitäten. Dabei handelt es sich um ein dynamisch gestörtes Verhalten des Dampferzeugers, welches im Allgemeinen unerwünscht ist. Sie äußern sich meist durch konstante oder oszillatorische Änderungen des Massenstroms und in Folge dessen auch der Dampfgehalte. Diese Instabilitäten können große Schäden oder Beeinträchtigungen im Betrieb hervorrufen. Insbesondere ist eine zuverlässige Vorhersage möglicher Strömungsinstabilitäten wichtig, um eine unzureichende Kühlung der Dampferzeuger-Rohre infolge zu geringen Wasserumlaufs und somit deren thermisches Versagen zu vermeiden.

Während heutzutage die sogenannten statischen Instabilitäten, welche gut verstanden und analytisch zugänglich sind, Teil einer Standardkesselauslegung sind, müssen zur Vorhersage von dynamischen Instabilitäten numerische Simulationen durchgeführt werden. Hierfür sind zuverlässige und einfach bedienbare Simulationsprogramme notwendig. In der vorliegenden Arbeit soll das Potenzial der kommerziellen Simulationssoftware APROS für dynamische Prozesssimulationen hinsichtlich der Fähigkeit, Strömungsinstabilitäten transient zu simulieren, untersucht werden. Weiterhin sollen die erhaltenen Simulationsergebnisse mit den Resultaten anderer Simulationen verglichen werden.

Zunächst wird in Kapitel 2 eine theoretische Einführung in das Themengebiet der Dampferzeugung und Strömungsinstabilitäten geliefert. In Kapitel 3 wird dann die verwendete Simulationssoftware APROS vorgestellt und die der Simulation zugrundeliegenden Modellbildungen dargelegt. Die Ergebnisse der Simulation werden anschließend in Kapitel 4 diskutiert. Final wird in Kapitel 5 die Qualität der Ergebnisse eingeschätzt und Gründe für Abweichungen der Ergebnisse zu anderen Simulationsprogrammen diskutiert.



## 2 Theoretische Grundlagen

Bevor die Modellierung und Simulationsergebnisse diskutiert werden, sollen im Folgenden zunächst einige wichtige theoretische Grundlagen erläutert werden. Dazu gehören Zweiphasenströmungen, Naturumlauf, Abhitzedampferzeuger und Strömungsinstabilitäten.

### 2.1 Zweiphasenströmungen

In vielen wärmetechnischen Systemen, insbesondere in der Kraftwerkstechnik, treten Zweiphasenströmungen auf. Zumeist handelt es sich hierbei um eine Wasser-Wasserdampfmischung. Die Eigenschaften von Zweiphasenströmungen haben sehr große Auswirkungen auf die Strömungsmechanik. Insbesondere die für diese Arbeit wichtigen Reibungsdruckverluste und Wärmeübergangsmechanismen hängen stark von den mehrphasigen Strömungsformen ab. In diesem Kapitel sollen daher einige wesentliche Charakteristika von Zweiphasenströmungen dargelegt werden.

#### 2.1.1 Strömungsformen in Mehrphasenströmungen

Je nach Strömungsrichtung und vorliegender Beheizung kann eine Zweiphasenströmung verschiedene Strömungsformen aufweisen. Da ein vertikaler Abhitzedampferzeuger modelliert werden soll, sind für diese Arbeit insbesondere die Strömungsformen durch ein horizontales, beheiztes Rohr von Bedeutung, wie sie in Abbildung 2.1 dargestellt sind.

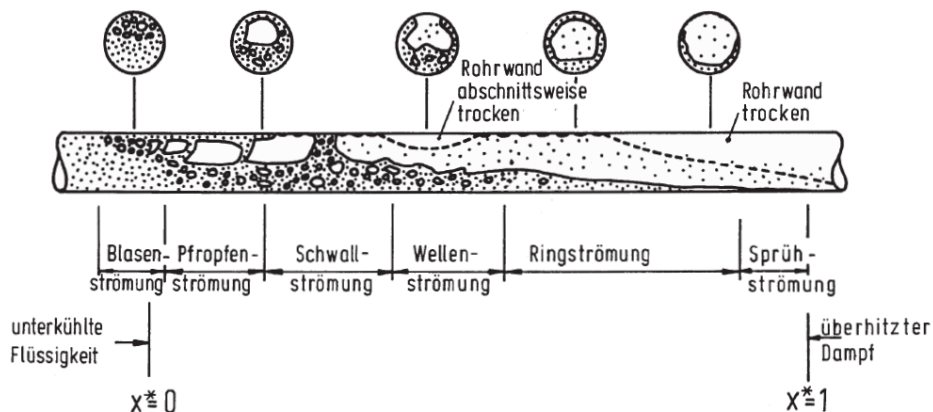


Abbildung 2.1.: Typische Strömungsformen im horizontalen, beheizten Rohr (Baehr u. Stephan 2009)

Wird ein gesättigtes, horizontal strömendes Medium erhitzt, findet eine teilweise Verdampfung statt und Dampfblasen entstehen. Wegen des natürlichen Auftriebs bewegen diese sich im Verdampferrohr nach oben. Bei weiterer Verdampfung vereinigen sich viele kleine Dampfblasen zu größeren Regionen reinen Dampfes, sodass eine Pfropfenströmung entsteht. Mit zunehmender Dampfproduktion vereinigen sich die Pfropfen weiter und es kommt zu einer Schwallströmung. Bei diesen Strömungsformen ist die obere Rohrwand weitestgehend benetzt. Findet nun jedoch eine weitere Dampfproduktion statt, entsteht eine Wellenströmung, bei der die Rohrwand abschnittsweise austrocknet. Aus der Wellenströmung entsteht eine Ringströmung, bei der ein relativ dünner Flüssigkeitsfilm die komplette Rohrwand benetzt. Durch

weitere Wärmezufuhr wird auch dieser letzte Rest flüssigen Mediums unter der Ausbildung einer Sprühströmung verdampft. Ab diesem Punkt ist das Medium komplett verdampft worden. Eine anhaltende Wärmezufuhr hat nun die Überhitzung des Dampfes zur Folge.

---

### 2.1.2 Mathematische Modellierung von Zweiphasenströmungen

---

Grundsätzlich kann man Zweiphasenströmungen mit einem homogenen und einem heterogenen Modell beschreiben. Bei ersterem wird angenommen, dass beide Phasen ein homogenes Gemisch mit einer einheitlichen Geschwindigkeit, Temperatur, Dichte, etc. bilden. Dementsprechend werden die Stoffgrößen der Phasen gemittelt. Dieses Modell hat den Vorteil, dass nur ein Satz von drei Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie gelöst werden muss<sup>1</sup> (Hänninen 2009a):

$$\frac{\partial A \varrho}{\partial t} + \frac{\partial A \varrho w}{\partial z} = S_i \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial A \varrho w}{\partial t} + \frac{\partial A \varrho w^2}{\partial z} + \frac{\partial A p}{\partial z} = S_i \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial A \varrho h}{\partial t} + \frac{\partial A \varrho w h}{\partial z} = S_i \quad (2.3)$$

In den obigen Gleichungen ist  $A$  die durchströmte Querschnittsfläche,  $\varrho$  die Dichte,  $w$  die Geschwindigkeit und  $h$  die Enthalpie des strömenden Mediums. Bei  $S_i$  handelt es sich um einen Quellterm, mit dem beispielsweise im Falle der Energieerhaltungsgleichung (2.3) ein Wärmestrom über die Rohrwände modelliert werden kann.

Ein Nachteil dieses Fluidmodells ist, dass Relativgeschwindigkeiten zwischen den koexistierenden Phasen nicht berücksichtigt werden können. Dementsprechend findet auch der sogenannte Schlupf, der als Verhältnis der Geschwindigkeiten der flüssigen zur gasförmigen Phase definiert ist, keine Beachtung. Auch unterschiedlichen Stoffwerten wird aufgrund der Mittelung nicht korrekt Rechnung getragen.

Ein verbessertes Modell stellt das heterogene Zwei-Fluid-Modell dar. Hier werden beide Phasen als ein autonomes, abgetrenntes Kontinuum behandelt. Hierbei stehen die Phasen über Massen-, Wärme und Impulsaustausch durch Reibung in Wechselwirkung zueinander. Diesem Modellansatz entsprechend werden die drei Bilanzgleichungen (2.1), (2.2) und (2.3) für jede Phase aufgestellt und die oben genannten Wechselwirkungen mit meist empirischen Korrelationen in den Quelltermen  $S_i$  berücksichtigt.

---

### 2.1.3 Siedeprozess von Fluiden

---

Abhängig von der Unterkühlung eines Mediums, das durch ein Verdampferrohr strömt, kann der konvektive Wärmeübergang verschiedene Formen annehmen. Diese sind in Abbildung 2.2 in der sogenannten Nukijama-Kurve dargestellt. Erkennbar ist, dass für niedrige Temperaturunterschiede zwischen beheizter Wand und Fluid freie Konvektion stattfindet. Wegen des geringen Temperaturgefälles wird der übertragene Wärmestrom nicht groß genug, damit sich Dampf bilden kann. Vielmehr wird die Wärme konvektiv im Arbeitsmittel verteilt.

Mit größerer Temperaturdifferenz zwischen Wand und Medium wird auch ein größerer Wärmestrom übertragen. Es entstehen Dampfblasen, die Turbulenzen erzeugen, sodass sich der Wärmeübergang weiter steigert. Für noch höhere Temperaturdifferenzen ergibt sich die sogenannte Siedekrise erster Art, bei der der Wärmestrom so groß ist, dass ein kontinuierlicher Dampffilm das flüssige Medium von den Verdampferwänden trennt (Leidenfrost-Effekt). Dadurch sinkt der Wärmeübergangskoeffizient rapide ab, was eine unzureichende Kühlung der Rohrwand zur Folge haben kann. Dementsprechend nennt man diesen Wärmestrom auch den kritischen Wärmestrom (*critical heat flux - CHF*). Andere Bezeichnungen für

---

<sup>1</sup> Im Folgenden werden diese Gleichungen aus Gründen der Übersichtlichkeit für eine eindimensionale Rohrströmung angeschrieben.

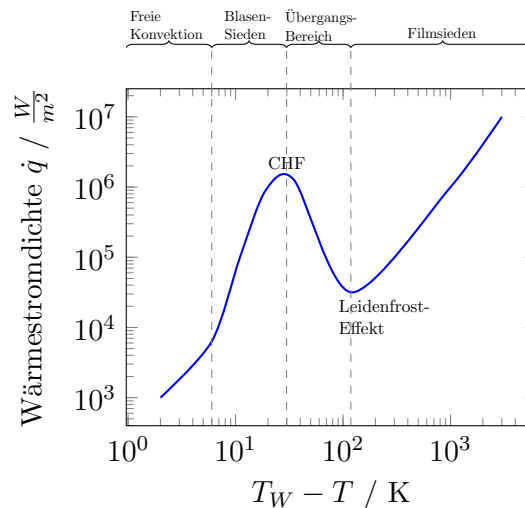


Abbildung 2.2.: Nukijama-Kurve für die Verdampfung von Wasser bei  $p = 1$  bar (nach Böckh u. Wetzel 2011).

diesen Zustand sind *departure from nucleate boiling (DNB)* oder *Durchbrennen (burnout)*. Abweichend hiervon kann bei hohem Volumenanteil des Dampfes eine Ringströmung auftreten, sodass sich hauptsächlich Flüssigkeit an der Rohrwand befindet. Wird nun der kritische Wärmestrom erreicht, löst sich der kontinuierliche Flüssigkeitsfilm auf und die Wand trocknet aus. Diese Siedekrise zweiter Art wird auch *dryout* genannt (Baehr u. Stephan 2009). Bei einer weiteren Erhöhung der Temperaturdifferenz steigt nun der übertragene Wärmestrom wieder an.

In der Praxis werden innen gewalzte Rohre genutzt, um die Siedekrisen zu vermeiden. Durch eingewalzte Rillen entstehen Turbulenzen, die die Entstehung eines geschlossenen Dampffilms unterbinden.

## 2.2 Naturumlauf

Generell sind drei Prinzipien eines Dampferzeugers unterscheidbar. Während die Varianten Zwangumlauf und Zwangdurchlauf durch Pumpen betrieben werden, findet der sogenannte Naturumlauf nur durch thermisch induzierten Auftrieb statt. In der vorliegenden Arbeit werden Naturumlaufverdampfer untersucht, weshalb sie in diesem Kapitel eingehender beschrieben werden sollen.

### 2.2.1 Prinzip des Naturumlaufs

Wie bereits angedeutet wird beim Naturumlauf ein Massenstrom durch den Dichteunterschied des Arbeitsmediums in den Steig- und Fallrohren induziert (Strauß 2009). Da im Verdampferrohr infolge Beheizung Dampfproduktion stattfindet, wird das Wasser-Dampf-Gemisch im Steigrohr spezifisch leichter. Dadurch entsteht eine Umlaufströmung, die Naturumlauf genannt wird.

Eine typische Anordnung eines Naturumlaufsystems ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Das System besteht aus einer Trommel, Fall- und Steigrohren. In die Trommel gelangt das annähernd auf Sättigungstemperatur gebrachte Medium aus dem Economizer, der dem Verdampfer vorgeschaltet ist, sowie das aus dem Steigrohr eintretende Wasser-Dampf-Gemisch. Die Trommel dient als temporärer Dampf- und Wasserspeicher sowie als Dampfabscheider. Außerdem hat sie eine entsalzende Funktion für das Speisewasser (Lehmann 2000). Nach der Abscheidung wird der gesättigte Frischdampf zum Überhitzer weitergeleitet. Während früher zur Verbindung von Fall- und Steigrohren ebenfalls Trommeln verwendet wurden, greift man dafür heute auf kostengünstigere Sammler als Wasserverteiler zurück (Lehmann 2000). Das annähernd gesättigte Wasser aus der Trommel strömt durch das Fallrohr und anschließend durch das Steigrohr, wo es teilweise verdampft wird. Steigrohre sind oftmals parallel geschaltet. Ver-

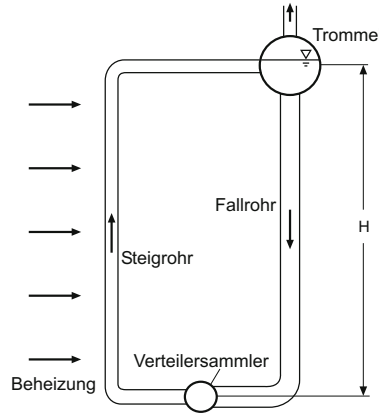


Abbildung 2.3.: Typisches Naturumlaufsystem (Strauß 2009)

dampferrohre können horizontal oder als Steigrohr ausgeführt sein. Dies hat, wie später noch diskutiert wird, große Auswirkungen auf die Stabilität des Umlaufs.

Bemerkenswert ist, dass sich der Umlaufmassenstrom selbst je nach Wärmezufuhr regelt. Bei hohen Wärmeströmen stellt sich ein höherer Umlaufmassenstrom ein, sodass im Allgemeinen eine ausreichende Kühlung der Rohre gewährleistet ist.

Mit steigendem Druck nimmt der Dichteunterschied zwischen den Fall- und Steigrohren ab, denn mit höherem Druck sinkt bei gleicher Wärmezufuhr der volumetrische Dampfanteil des Fluids. Die physikalische Grenze für den Betriebsdruck eines Naturumlaufsystems liegt beim kritischen Druck, bei dem der Dichteunterschied zwischen flüssiger und gasförmiger Phase verschwindet. Das hat zur Folge, dass sich kein treibender Druckunterschied mehr einstellen kann und auch eine Dampftrennung in der Trommel, die auf dem Schwerkraftprinzip basiert, nicht mehr gewährleistet ist.

Vorteile des Naturumlaufprinzips gegenüber anderen Dampferzeugerarten sind der einfache Aufbau und das Dampfspeicherverhalten<sup>2</sup> der Trommel. Außerdem ist es wegen der Unabhängigkeit von Umwälzpumpen störungsunanfällig und sparsam. Diesen Vorteilen steht entgegen, dass die Trommel meist eines der dickwandigsten Bauteile ist, sodass Temperaturgradienten bei Naturumlaufsystemen meist wesentlich geringer als beispielsweise bei Zwangsdurchlauferzeugern sein dürfen. Dies wirkt sich insbesondere negativ auf den Anfahrprozess aus. Ein weiterer Nachteil ist die physikalische Begrenzung des Betriebsdrucks.

Aufgrund des einfachen Prinzips ist das Naturumlaufprinzip die weltweit am meisten eingesetzte Technologie zur Dampferzeugung (Strauß 2009).

### 2.2.2 Mathematisches Modell des Naturumlaufs

Im Folgenden sollen die Grundgleichungen für das typische Naturumlaufmodell aus Abbildung 2.3 angeschrieben werden. Ausführungen sind an die Ausführungen von Strauß angelehnt (Strauß 2009).

Ein stationärer Naturumlauf ist durch das Gleichgewicht zwischen dem treibenden Druckunterschied und den Druckverlusten infolge Form- und Reibungsverlusten bestimmt:

$$\Delta p_{\text{Trieb}} = \Delta p_{\text{R,Einph}} + \Delta p_{\text{R,Zweiph}} + \Delta p_{\text{Form}} \quad (2.4)$$

Die folgenden Betrachtungen gelten für den typischen Aufbau aus Abbildung 2.3. Für den hydrostatischen, treibenden Druckunterschied, der durch den Dichteunterschied im Fall- und Steigrohr entsteht, gilt:

$$\Delta p_{\text{Trieb}} = g \cdot \oint_z \varrho(z) dz = (\varrho_{\text{FR}} - \bar{\varrho}_{\text{SR}}) g H$$

<sup>2</sup> Bei einer Druckabsenkung durch Dampfantnahme wird in der Trommel die Flüssigkeitswärme teilweise als Verdampfungswärme frei, da die Sättigungstemperatur sinkt. Somit wird zusätzlicher Dampf erzeugt (Lehmann 2000).

Für die mittlere Dichte  $\bar{\varrho}_{\text{SR}}$  gilt

$$\bar{\varrho}_{\text{SR}} = \frac{1}{H} \int_0^H \varrho_{\text{SR}}(z) dz \approx \frac{1}{2} [\varrho_{\text{SR}}(z=0) + \varrho_{\text{SR}}(z=H)] ,$$

wobei die letzte Näherung in der praktischen Anwendung meist gerechtfertigt ist, insbesondere dann, wenn der Wärmestrom in einem beheizten Rohr über die Länge konstant ist (Strauß 2009). Bei der behandelten typischen Anordnung ist außerdem  $\varrho_{\text{SR}}(z=0) = \varrho_{\text{FR}} = \varrho'$ , also gerade die Dichte des Mediums im Sättigungszustand (Strauß 2009).

Weiterhin folgt aus der Massenbilanz um ein Volumenelement am Austritt des Steigrohrs:

$$\varrho_{\text{SR}}(z=H) \cdot A = \varrho' \cdot A_{\text{W}} + \varrho'' \cdot A_{\text{D}}$$

Hierbei sind die Flächen  $A_{\text{W}}$  bzw.  $A_{\text{D}}$  die von Wasser und Dampfphasen eingenommene Querschnittsfläche. Definiert man den volumetrischen Dampfanteil

$$y_{\text{D}} = \frac{A_{\text{D}}}{A_{\text{D}} + A_{\text{W}}} ,$$

dann ergibt sich  $\varrho_{\text{FR}} - \bar{\varrho}_{\text{SR}} = \frac{y_{\text{D}}}{2} (\varrho' - \varrho'')$ , woraus für den treibenden Druckunterschied final folgt:

$$\Delta p_{\text{Trieb}} = \frac{y_{\text{D}}}{2} (\varrho' - \varrho'') gH$$

Der volumetrische Dampfanteil und der Dampfmassenanteil  $x_{\text{D}}$  lassen sich wie folgt ineinander umrechnen:

$$x_{\text{D}} = \left( 1 + \frac{1 - y_{\text{D}}}{y_{\text{D}}} \frac{\varrho'}{\varrho''} \right)^{-1} \quad \text{und} \quad y_{\text{D}} = \left( 1 - \left( 1 - \frac{1}{x_{\text{D}}} \right) \frac{\varrho''}{\varrho'} \right)^{-1}$$

Diese Korrelation birgt einen sehr wichtigen Zusammenhang. Aus ihr lässt sich ablesen, dass für hohe Drücke der volumetrische Dampfgehalt zunehmend linear abhängig wird, da der Unterschied zwischen  $\varrho''$  und  $\varrho'$  bei höheren Drücken kleiner wird. Dieser Effekt ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Erkennbar ist insbesondere, dass sich die beiden Größen beim kritischen Druck von 221,2 bar annähernd linear zueinander verhalten und ungefähr gleich sind.

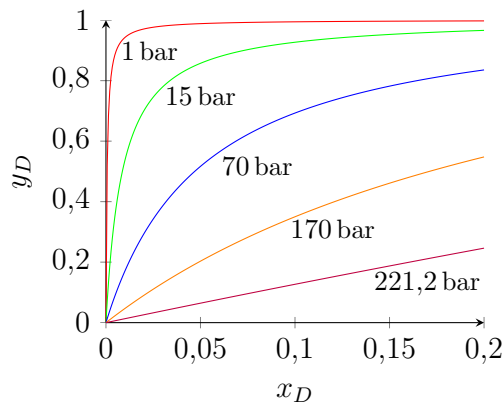


Abbildung 2.4.: Zusammenhang zwischen volumetrischem und massenbezogenem Dampfgehalt

Die ein- bzw. zweiphasigen Druckverluste sowie die Formverluste berechnen sich nach den einschlägigen Korrelationen:

$$\begin{aligned}
\Delta p_{R, \text{Einh}} &= \frac{\varrho}{2} \bar{w}^2 \lambda \frac{l_{\text{Rohr}}}{d} \\
&= 2 \dot{m} \bar{w} \frac{\lambda l_{\text{Rohr}}}{\pi d^3} \\
\Delta p_{R, \text{Zweiph}} &= \frac{\varrho}{2} \bar{w}^2 \lambda \frac{l_{\text{Rohr}}}{d} \Phi_{\text{Zweiph}}^2 \\
&= 2 \dot{m} \bar{w} \frac{\lambda l_{\text{Rohr}}}{\pi d^3} \Phi_{\text{Zweiph}}^2 \\
\Delta p_{\text{Form}} &= \sum_i \zeta_i \frac{\varrho}{2} w^2
\end{aligned}$$

In diesen Zusammenhängen ist  $\bar{w}$  die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Mediums,  $\lambda$  die Rohrreibungszahl,  $l_{\text{Rohr}}$  die Rohrlänge,  $d$  der Innendurchmesser des Rohres,  $\zeta_i$  die Druckverlustbeiwerte,  $\varrho$  die Dichte des Mediums und  $\dot{m}$  der Massenstrom. Außerdem ist  $\Phi_{\text{Zweiph}}^2$  der sogenannte Zweiphasenmultiplikator.

### 2.3 Abhitzedampferzeuger

In Gas-und-Dampf-Prozessen (GuD) wird das Abgas der Gasturbine genutzt, um einen Dampfkraftprozess zu betreiben. Somit kann die Rauchgasenthalpie, die ansonsten dissipiert würde, noch genutzt werden. Dadurch lassen sich hohe thermische Wirkungsgrade von über 50% mit den Vorteilen der schnell regelbaren, hocheffizienten Gasturbinen verbinden. Die Abhitzekessel stellen hierbei die Wärmeübertrager dar, die die Rauchgaswärme auf das Arbeitsmedium übertragen. Ein allgemeines Schaltschema für einen GuD-Prozess ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

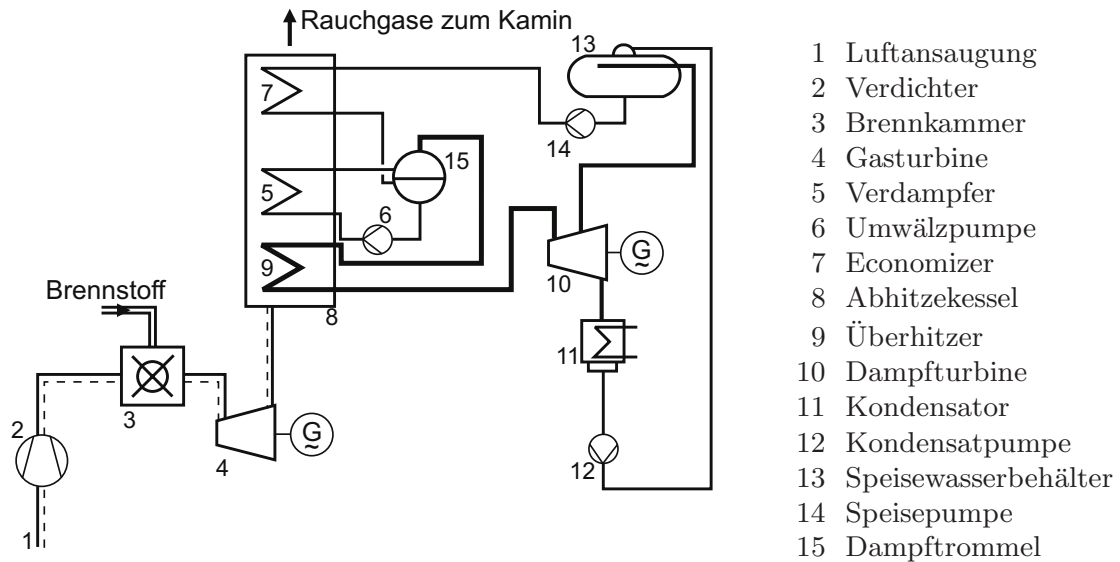


Abbildung 2.5.: Schaltschema eines GuD-Prozesses (Strauß 2009). Eine Variante für eine übliche Dreidruck-Ausführung mit Zwischenüberhitzung ist zum Beispiel in Effenberger zu finden (Effenberger 2000).

Allgemein können Abhitzekessel verschiedenartige Wärme liefern, so zum Beispiel Heißwasser für ein Wärmenetz, vorgewärmtes Speisewasser für andere Kraftwerksblöcke, Prozessdampf für die chemische Industrie oder nicht zuletzt Heißdampf für einen Dampfturbinenprozess (Effenberger 2000).

Bei Abhitzekesseln sind zwei verschiedene Bauformen zu unterscheiden. Ein horizontaler Abhitzedampferzeuger wird horizontal vom Rauchgas durchströmt. Dementsprechend sind die Dampferzeugerbündel vertikal im Rauchgaskanal angeordnet. Bei der vertikalen Bauart hingegen verläuft der Rauchgaskanal vertikal und die Rohrbündel horizontal. Während besonders in Europa die vertikale Bauform vorherrschend ist, wird in den USA die horizontale Variante bevorzugt (Effenberger 2000). In der vorliegenden Arbeit wird ein vertikaler Abhitzekessel untersucht. Ein typisches Modell ist in Abbildung 2.6 skizziert.

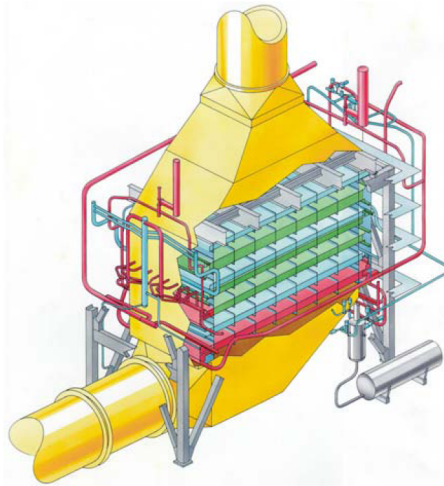


Abbildung 2.6.: Typischer vertikaler Abhitzedampferzeuger (Walter 2007).

Generell wird aus exergetischen Gründen stets eine Wärmeübertragung bei niedriger Temperatur angestrebt. Die kleinste Temperaturdifferenz zwischen der Wasser- und Rauchgasseite, die sogenannte Grädigkeit (engl. *pinch point*), liegt am Austritt des Economizers vor (siehe Abbildung 2.7). Daraus folgt, dass bei Abhitzekesseln die Dampfproduktion kaum noch von der Speisewassertemperatur abhängig ist (Strauß 2009). Generell gilt also: Je kleiner die Grädigkeit, desto effizienter ist die Wärmeübertragung. Der Reduktion der Grädigkeit sind jedoch wirtschaftliche Grenzen gesetzt, da hierfür die Wärmeaustauscherflächen exponentiell vergrößert werden müssen. In der Praxis haben sich daher minimale Grädigkeiten bei Glattrohrwärmetauschern von 50 °C und bei Rippenrohren von 25 °C durchgesetzt. Um die Forderung nach einer Wärmeübertragung bei geringer Temperaturdifferenz zu erfüllen, sind Abhitzedampferzeuger heutzutage meist in mehreren Druckstufen aufgeführt.

Hinter Abhitzekesseln ist zumeist keine Rauchgasreinigung angeordnet, da die Gasturbinenabgase im Allgemeinen sehr schadstoffarm sind. Höchstens eine konventionelle Entstickungsanlage wird vorgesehen. Bei üblichen GuD-Anlagen beträgt die Leistung des Dampfkraftprozesses etwa ein Drittel der Gasturbinenleistung (Doležal 2001).

---

## 2.4 Strömungsinstabilitäten

---

Da Strömungsinstabilitäten der Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind, sollen diese im Folgenden in ihrer Theorie dargelegt und unterschieden werden.

Um überhaupt Aussagen über Instabilitäten treffen zu können, ist es zunächst nötig, diesen Begriff zu definieren. Allgemein gilt ein System als stabil, wenn es nach einer Störung wieder selbstständig zu dem Betriebspunkt zurückfindet, der vor der Störung vorgelegen hat. Beginnt es stattdessen jedoch, mit konstanter Amplitude periodisch oder chaotisch zu oszillieren, spricht man von grenzstabilem Verhalten. Wachsen die Amplituden sogar mit der Zeit<sup>3</sup> oder gerät das System in einen neuen stationären

---

<sup>3</sup> Die Amplituden können in der Praxis selbstverständlich nicht über alle Grenzen wachsen, denn deren Wachstum ist durch nichtlineare Effekte begrenzt.



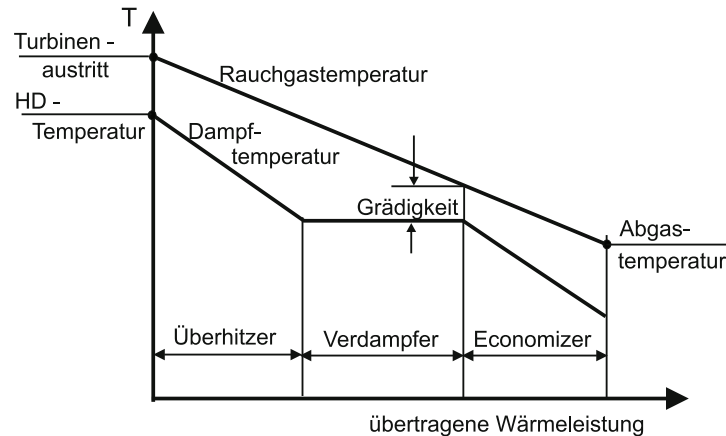


Abbildung 2.7.: Temperatur-Wärmediagramm eines Abhitzeessels ohne Zwischenüberhitzung (Strauß 2009)

Betriebszustand, so liegt instabiles Systemverhalten vor (Vijayan u. Nayak 2005). Wichtig ist, dass Naturumlaufsysteme auch unter stationären und stabilen Betriebsbedingungen geringfügige Schwingungen zeigen können. Diese sind aber von Strömungsinstabilitäten abzugrenzen. Hierfür bietet sich beispielsweise ein Vergleich der Schwingungsamplituden mit den Mittelwerten an.

Im Allgemeinen entstehen diese Instabilitäten durch eine Störung der Treibkraft. Diese hat eine Störung der Strömung zur Folge, welche über einen bestimmten physikalischen Mechanismus wiederum eine Störung der Treibkraft induziert. Bei geeigneten Bedingungen kann aus dieser Wechselwirkung ein oszillatorisches, im schlimmsten Fall aufschwingendes Verhalten resultieren.

Das Auftreten von Strömungsinstabilitäten hat in der Praxis eine große Bedeutung, weil sie viele unerwünschte Effekte hervorrufen können. So kann durch die Oszillationen von Massenstrom und Druckverlust ein periodischer Wechsel der Strömungsformen gegeben sein (Walter 2007). Dies hat auch einen sehr großen Einfluss auf den Wärmeübergangsmechanismus, sodass Fluktuationen der Wandtemperatur auftreten. Im schlimmsten Fall kann dies ein thermisches Versagen der Rohrstruktur zur Folge haben. Außerdem kann durch das instabile Verhalten der Massenstrom zeitweilig oder dauerhaft so klein sein, dass die Rohrwände nicht mehr ausreichend gekühlt werden, sodass eine Siedekrise vorliegt. Auch dies könnte das thermische Versagen des Rohres bedeuten. Ein weiterer unerwünschter Effekt der Instabilitäten sind erzwungene mechanische Vibrationen von Anlagenkomponenten, was für das Ermüdungsverhalten der Bauteile eine wichtige Rolle spielt. Ebenso wie diese primären Effekte können auch sekundäre Effekte wie beispielsweise Leistungsschwankungen an den Dampfturbinen oder Störungen in den Regelungen des Systems gegeben sein (Walter 2007).

Generell können diese Instabilitäten sowohl bei Zwang- als auch bei Naturumlaufsystemen auftreten, wobei letztere eine stärkere Tendenz zu instabilem Verhalten aufweisen. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass bei Naturumlaufsystemen die den Umlauf induzierende Triebkraft (der treibende Druckunterschied) schwächer ist als in Zwangdurchlaufsystemen, bei denen der Umlauf ja zusätzlich durch Umwälzpumpen unterstützt wird. Weiter neigen Naturumlaufsysteme mit horizontalem Verdampfer wegen des fehlenden Schwerkrafteinflusses eher zu Instabilitäten als solche mit vertikalen Verdampferrohren. Das bedeutet insbesondere auch, dass das Medium beim Anfahren des Dampferzeugers keine bevorzugte Flussrichtung hat, sodass eventuell eine Rückströmung auftritt (Walter u. a. 2005).

Des Weiteren können Strömungsinstabilitäten in Ein- und Mehrphasenströmungen in Erscheinung treten. Letztere, die in der Praxis meist Wasser-Dampf-Gemische sind, weisen ein wesentlich instabileres Verhalten auf. Dies liegt daran, dass die Gasphase und die sich einstellenden Strömungsformen signifikante Auswirkungen auf den Druckverlust der Strömung im Verdampfersystem haben. Diese Auswirkungen erzeugen phasenverschobene Rückkopplungen auf die Massenströme und andere Systemgrößen, was Bedingung für Instabilitäten ist (Vijayan u. Nayak 2005).



---

Das Auftreten von Instabilitäten ist im Wesentlichen durch Parameter wie Systemgeometrie (zum Beispiel Rohrdurchmesser, Trommelhöhe und Rohrrauigkeit), Fluideigenschaften und Betriebsbedingungen bestimmt (Walter u. a. 2005).

---

#### 2.4.1 Klassifizierung von Strömungsinstabilitäten

---

In der Literatur existiert eine Fülle von Vorschlägen zur Einteilung und Abgrenzung der verschiedenen Formen von Instabilität (vergleiche zum Beispiel Vijayan und Nayak (Vijayan u. Nayak 2005)). So kann man etwa eine Einteilung auf phänomenologischer Basis vornehmen. Denkbar wäre in diesem Zusammenhang eine Unterscheidung der Instabilitäten nach ihren Oszillationseigenschaften (zum Beispiel Frequenz, Amplitude und natürlich die oszillierende Größe selbst). Ein anderer Vorschlag zur Klassifizierung bezieht sich auf den Ausbreitungsmechanismus (zum Beispiel Druckwellen oder Dichtewellen), mit dem die Störungen physikalisch durch das System transportiert werden. Neben diesen Unterscheidungsmerkmalen gibt es noch andere Kriterien zur Einteilung der Instabilitäten wie etwa die Geometrie des Umlaufsystems oder die Anzahl der stabilen Bereiche in der Stabilitätskarte.

All diese Klassifizierungen sind jedoch nicht in der Lage, sämtliche auftretenden Instabilitäten unter einer Unterscheidungstheorie zu vereinen, und konnten sich daher in der Wissenschaft nicht durchsetzen. Dies leistet nur die bereits 1973 von Bouré vorgeschlagene Unterscheidung, die die verschiedenen Arten von Instabilitäten auf analytischer Basis voneinander abgrenzt (Bouré u. a. 1973). So kann man generell zwischen statischen und dynamischen sowie fundamentalen und zusammengesetzten Instabilitäten unterscheiden. Somit gibt es vier Kategorien, in die jede Instabilität eingeteilt werden kann. Als Grundlage zu dieser Klassifizierung dient der Charakter der Erhaltungsgleichungen, die die Dynamik des instabilen Zustands beschreiben (Walter 2007, Vijayan u. Nayak 2005):

**Fundamentale statische Instabilitäten** zeichnen sich dadurch aus, dass ihr Auftreten (also die Stabilitätsgrenzen des Systems) allein aus den stationären Gleichungen des Systems und seinen Lösungen vorhergesagt werden kann. Hierzu gehören die Ledinegg- und die Siedeinstabilität, welche in 2.4.2.1 bzw. 2.4.2.2 detaillierter dargelegt werden.

**Zusammengesetzte statische Instabilitäten** hingegen sind nicht alleine aus den stationären Gleichungen vorhersagbar. Hierfür müssen zusätzliche Gleichungen zur Berücksichtigung von Rückkopplungseffekten herangezogen werden, die aus der Überlagerung mehrerer physikalischer Mechanismen von fundamentalen Instabilitäten entstehen. Zu dieser Klasse von Instabilitäten gehören unter anderem Instabilitäten infolge mehrerer stationärer Lösungen des Systems in verschiedenen Flussrichtungen, sowie Instabilitäten im Zusammenhang mit dem Siedebeginn. Vertreter sind die Strömungsforminstabilität, Geysering, Chugging, Bumping und Flashing. Diese werden in den Kapiteln 2.4.2.3 und 2.4.2.4 erläutert.

**Fundamentale dynamische Instabilitäten** können nur noch unter Zuhilfenahme von instationären Erhaltungsgleichungen vorausgesagt werden. Selbst Naturumlaufsysteme, die nur eine einzige stationäre Lösung besitzen, können durch Trägheits- und Rückkopplungseffekte dynamisch instabil werden. Die weitaus relevanteste und gewöhnlichste Instabilität dieser Kategorie ist die Dichtewellenoszillation, welche in 2.4.3.2 vorgestellt wird. Neben Dieser ist noch die sogenannte akustische Instabilität (siehe 2.4.3.1) bekannt.

**Zusammengesetzte dynamische Instabilitäten** sind in Analogie zu ihren statischen Pendants nur vorhersagbar, wenn zusätzlich zu den instationären Erhaltungsgleichungen zusätzliche Korrelationen zur Berücksichtigung von Rückkopplungen verschiedener fundamentaler Mechanismen herangezogen werden müssen, um eine Stabilitätsaussage zu treffen. Zu dieser Klasse von Instabilitäten gehören die thermische Instabilität, die Parallelrohrinstabilität sowie die Druckverlustinstabilität. Diese werden in den Kapiteln 2.4.3.3, 2.4.3.4 und 2.4.3.5 erläutert.

Wie weiter oben erwähnt, können Strömungsinstabilitäten sowohl in Einphasen- als auch in Zweiphasenströmungen auftreten. In jedem dieser Zustände gibt es bestimmte Mechanismen, die Instabilitäten zur Folge haben. Wichtige Vertreter der einphasigen Instabilitäten sind die sogenannte Stabilität des Ruhezustands, Systeminstabilität und die Parallelrohrinstabilität. Da jedoch zweiphasige Strömungen und Strömungen im Siedeprozess Gegenstand dieser Arbeit sind, wird an dieser Stelle auf eine tiefergehende Erläuterung verzichtet und auf die Literatur (siehe beispielsweise Vijayan und Nayak (Vijayan u. Nayak 2005)) verwiesen.

---

## 2.4.2 Statische Strömungsinstabilitäten

---

Gegenstand dieses Kapitels sind die statischen Strömungsinstabilitäten, wie sie in Kapitel 2.4.1 klassifiziert wurden.

---

### 2.4.2.1 Ledinegg-Instabilität

---

Diese schon sehr lange bekannte und gut untersuchte Instabilität äußert sich in einer plötzlichen Änderung des Massenstroms auf einen neuen, stationären Wert, der zumeist unter dem vorigen Betriebspunkt liegt (Walter 2006). Daraus ergibt sich die Gefahr, dass die nötige Kühlung der Rohrwand nicht mehr gewährleistet ist und der kritische Wärmestrom erreicht wird. Dies erhöht den Lebensdauerverbrauch des Rohres und kann im schlimmstenfall sogar ein thermisches Versagen nach sich ziehen.

Der Grund für dieses instabile Verhalten liegt in der Existenz mehrerer stationärer Lösungen der Systemgleichungen in gleicher Flussrichtung (Vijayan u. Nayak 2005), von denen nicht jede stabil ist. Als Stabilitätskriterium konnte analytisch

$$\left( \frac{\partial \Delta p}{\partial w} \right)_{\text{ext}} < \left( \frac{\partial \Delta p}{\partial w} \right)_{\text{int}}$$

hergeleitet werden (Epple u. a. 2009). Dabei steht der Index *ext* für die externe Charakteristik des Gesamtsystems. Im Fall eines Naturumlaufsystems entspricht dies dem treibenden Druckunterschied in Abhängigkeit vom Massenstrom. Der Index *int* bezeichnet die interne Charakteristik des beheizten Rohres, das heißt den Druckabfall in Abhängigkeit vom Massenstrom. Zu bemerken ist noch, dass im Stabilitätskriterium der Druckverlust nicht nach dem Massenstrom, sondern der Strömungsgeschwindigkeit differenziert ist. Wegen  $\dot{m} = \rho \dot{V} = \rho A w$  ist dies aber äquivalent zu einer Differentiation nach dem Massenstrom.

Dieses Kriterium lässt sich gut veranschaulichen (Epple u. a. 2009, Walter 2006). In Abbildung 2.8 sind mehrere Beispielkennlinien gegeben. Einerseits sind drei interne Rohrcharakteristiken jeweils für ein flüssiges, gasförmiges und zweiphasig vorliegendes Medium gegeben. Andererseits sind zwei externe Rohrcharakteristiken (Fall 1 und Fall 2) erkennbar, die beispielsweise durch verschiedene Pumpenkennlinien erzeugt werden können. Der stationäre Betriebspunkt (Punkt 1) des Gesamtsystems ist nun gerade der Schnittpunkt zwischen interner und externer Charakteristik, da aus der Impulsbilanz folgt, dass der Druckverlust gleich dem anliegenden Druckunterschied sein muss. Zu einer Aussage über die Stabilität dieses Betriebspunktes gelangt man nun mithilfe des obigen Stabilitätskriteriums. Ist die Steigung der externen Kennlinie im Betriebspunkt größer als die der internen Charakteristik, so liegt eine Instabilität vor und ein neuer Betriebspunkt (Punkt 1 oder 3) stellt sich ein. Dass für diesen Fall mehrere stationäre Lösungen des Systems für  $0 < x_D < 1$  existieren, folgt aus der Form der internen Charakteristik mit mehreren lokalen Extremstellen.

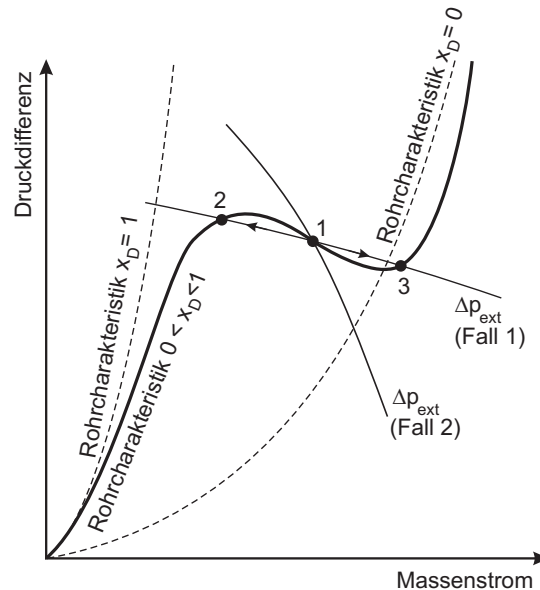


Abbildung 2.8.: Interne und externe Charakteristiken eines beispielhaften Verdampferrohrs und Ledinegg-Instabilität (Epple u. a. 2009)

#### 2.4.2.2 Siedeinstabilität

Nach Vijayan und Nayak ist eine Siedeinstabilität die Folge eines veränderten Wärmeübergangsmechanismus, nämlich des Einsetzens von Übergangssieden<sup>4</sup>, an der Rohrrinnenwand (Vijayan u. Nayak 2005). Demzufolge tritt sie oftmals nach dem Erreichen des kritischen Wärmestroms auf. Der Wärmeübergang verringert sich rapide (vergleiche Nukijama-Kurve, Kapitel 2.1.3), da zunächst Filmsieden stattfindet. Dadurch isoliert ein durchgängiger Dampffilm das flüssige Arbeitsmittel von der beheizten Rohrwand. In der Folge steigt die Wandtemperatur stark an, der Wärmeübergang in das Arbeitsmittel nimmt entsprechend ab und der Dampffilm bildet sich zurück, sodass die Rohrwand wieder benetzt und effektiv gekühlt wird. Da dies jedoch unabhängig von der Rohrbeheizung geschieht, tritt nun aufgrund des erhöhten Wärmeübergangs wieder Filmsieden ein und der Prozess wiederholt sich. Dadurch entsteht eine Oszillation der Rohrwandtemperatur. Jedoch induziert die oszillierende Rohrttemperatur eine Schwingung der Fluidtemperatur und somit der mittleren Dichte im Steigrohr eines Naturumlaufsystems. Daraus resultiert eine Oszillation des treibenden Druckunterschieds, der nach Gleichung 2.4 einen direkten Einfluss auf den Umlaufmassenstrom hat, sodass dieser ebenfalls zu schwingen beginnt. Bemerkenswert bei dieser Form der Strömungsinstabilität ist, dass sie bei konstanter Wärmezufuhr an das Verdampferrohr auftreten kann.

#### 2.4.2.3 Strömungsforminstabilität

Diese Form der Instabilität tritt für gewöhnlich beim Übergang von der Blasen- zur Schwallströmung oder Ringströmung auf (Walter 2006).

Physikalisch vollzieht sich diese Instabilität wie folgt: Eine kleine Störung des Wärme- oder Volumenstroms kann die Dampfproduktion leicht erhöhen. Da die vorliegende Strömungsform stark abhängig vom Dampfgehalt der Strömung ist, ist eine Änderung der Strömungsform möglich. Der Ringströmung ist ein wesentlich geringerer Druckverlust als der Blasenströmung zu eigen, sodass das Arbeitsmittel beschleunigt wird und der Massenstrom zunimmt. Dadurch nimmt das Medium spezifisch weniger Wärme von der Rohrwand auf, wodurch sich der Dampfgehalt verringert und ein Rückwechsel zur Blasenströmung

<sup>4</sup> Übergangssieden ist auch als partielles Filmsieden bekannt.

---

stattfindet. Wegen des größeren Druckabfalls der Blasenströmung gegenüber der Ringströmung sinkt der Massenfluss, sodass in der Folge der Dampfgehalt wieder steigt. Der Prozess beginnt nun von neuem (Vijayan u. Nayak 2005, Walter 2006).

Diese Instabilität entzieht sich einem analytischen Zugang, da verlässliche Druckverlust-Korrelationen der verschiedenen Strömungsformen ebenso wie die Kriterien für einen Übergang der Strömungsform weitestgehend unbekannt sind. Umso wichtiger ist es, verlässliche Simulationsmethoden für Strömungsforminstabilitäten zu finden.

---

#### 2.4.2.4 Geysering, Flashing, Chugging und Bumping

---

Das sogenannte Geysering, zu Deutsch Fontänenbildung, bezeichnet ein oszillatorisches, aber nicht zwangsläufig periodisches Verhalten, das vornehmlich bei vertikalen, in große Behälter mündenden Verdampferrohren mit geschlossenen Böden auftritt. Durch die Beheizung des Rohres findet nach Siedebeginn Dampfproduktion statt. Durch den Dampfgehalt wird der statische Druck der Flüssigkeitssäule herabgesetzt, was eine zusätzliche schlagartige Verdampfung zur Folge hat. Hierdurch wird ein Teil des Fluids aus dem Verdampferrohr geschleudert. Anschließend wird der entstandene Hohlraum im Verdampferrohr durch zurückfließendes Arbeitsmittel gefüllt, das siedende Medium im Rohr wieder unterkühlt und der Prozess kann von neuem beginnen. Für diese Instabilität wurden Periodendauern von 10 bis 10000 Sekunden beobachtet (Walter 2006). Es tritt nur unter niedrigen Drücken auf (Vijayan u. Nayak 2005).

Das sogenannte Flashing (Vijayan u. Nayak 2005) weist eine ähnliche Wirkung auf, unterliegt aber anderen physikalischen Mechanismen als Geysering. Tritt erhitztes Arbeitsmittel aus dem beheizten Rohr aus und gelangt in das Steigrohr, erfährt es durch die zunehmende geodätische Höhe einen statischen Druckabfall. Hierdurch kann das Arbeitsmittel den Sättigungspunkt erreichen und somit verdampfen. Dies erhöht den treibenden Druckunterschied durch Dampf Bildung. In der Folge vergrößert sich der Umlaufmassenstrom, wodurch die Enthalpie und Temperatur am Verdampferaustritt herabgesehnt werden. Dadurch wird weniger oder gar kein Dampf produziert und der treibende Druckunterschied sinkt wieder, was erneut eine erhöhte Austrittsenthalpie und -Temperatur zur Folge hat. Hiervon ausgehend kann der Prozess sich wiederholen. Aus diesem Ablauf folgt, dass Flashing nur auftreten kann, wenn die Temperatur des Arbeitsmittels am Einlass des Steigrohres größer ist als die Sättigungstemperatur am Austritt desselben.

Eine weitere verwandte Instabilität dieser Art ist als Chugging, also Stottern, bekannt. Dieses bezeichnet ein periodisches Austreten des Fluids aus einem Verdampferrohr. Eine anderes instabiles Verhalten, das beim Sieden von Alkalimetallen unter niedrigen Drücken beobachtet wurde, wird Bumping (Klopfen) genannt (Walter 2006).

---

### 2.4.3 Dynamische Strömungsinstabilitäten

---

In diesem Kapitel werden die für die vorliegende Arbeit essentiellen dynamischen Strömungsinstabilitäten betrachtet. Die Einteilung einer Instabilität zu den dynamischen Instabilitäten ist in Kapitel 2.4.1 erfolgt.

---

#### 2.4.3.1 Akustische Instabilität

---

Die akustische Instabilität, die auch Druckwellenoszillation genannt wird, entsteht durch Resonanz von Druckwellen und wurden bisher bei unterkühltem Sieden, Blasensieden sowie Filmsieden beobachtet.

Als physikalischer Mechanismus wird die Vorstellung herangezogen, dass eine Störung des Drucks im Arbeitsmittel eine Druckwelle bewirkt, also ein lokal unter höherem Druck stehendes Fluidpaket, das mit der Strömung transportiert wird. Mit ihrer Ausbreitung erzeugt diese sowohl eine Verdichtung

---

an ihrer Front als auch eine darauf folgende Entspannung. Bestimmend für die Instabilität ist nun die thermische Antwort des Dampffilms auf die durchlaufenden Druckwellen. Durch die Verdichtung wird lokal die Wärmeleitfähigkeit des Dampfes erhöht ( $\lambda$  steigt mit  $p$ ) und durch die somit erhöhte Wärmeübertragung mehr Dampf produziert. Bei der folgenden Entspannung sinkt die Wärmeleitfähigkeit wieder und weniger Dampf wird produziert. Diese Fluktuation des Dampfgehaltes bewirkt direkt eine Fluktuation der mittleren Dichte des Mediums im Steigrohr, sobald das betroffene Fluidpaket dieses erreicht. Dadurch ändert sich der treibende Druckunterschied, was eine erneute Störung des Drucks im Arbeitsmittel zur Folge hat und somit den Prozess neu beginnen lässt (Walter 2006).

Ihre hohe Frequenz von 10 bis 100 Hz<sup>5</sup> macht sie gut von anderen Instabilitäten abgrenzbar. Unter überkritischen Betriebsbedingungen sind sogar hörbare Frequenzen von 1 bis 10 kHz beobachtet worden (Walter 2006). Durch diese vergleichsweise hohen Frequenzen sind die Amplituden meist von kleinem Ausmaß und somit die Auswirkungen auf das System auch eher gering. Wird jedoch durch eine Störung oder Interferenz die Frequenz kleiner und die Amplitude größer, so kann eine signifikante Beeinflussung des Systems gegeben sein (Walter 2006).

---

#### 2.4.3.2 Dichtewellenoszillation

---

Die Dichtewellenoszillation (DWO) ist die bei weitem häufigste in der Praxis vorkommende Strömungsinstabilität. Demzufolge gibt es eine Vielzahl von theoretischen und experimentellen Studien, ebenso wie umfangreiche Simulationsreihen. DWO sind in jedem Naturumlauf vorhanden. Es kommt jedoch nur zu definitionsgemäßen Instabilitäten, wenn der physikalische Mechanismus geeignete zeitliche Abstände beinhaltet und die Störungen in der Dichte groß genug sind (Vijayan u. Nayak 2005).

##### Physikalischer Mechanismus von Dichtewellenoszillationen

Für den physikalischen Mechanismus der DWO sind in der Literatur etliche Vorschläge mit verschiedenen Graden an Komplexität zu finden. Stellvertretend sollen an dieser Stelle zwei Mechanismen nach Vijayan und Nayak sowie Walter erläutert werden (Vijayan u. Nayak 2005, Walter 2006). Beide Darstellungen argumentieren, dass eine kleine Erhöhung der Wärmezufuhr oder eine kleine Verringerung des Massenstroms aufgrund höheren Wärmeeintrags in das Medium einen örtlich erhöhten Dampfanteil induziert.

Davon ausgehend verringert sich im Mechanismus nach Vijayan und Nayak die mittlere Dichte im Steigrohr, wodurch der treibende Druckunterschied größer wird (Vijayan u. Nayak 2005). Dies hat einen erhöhten Massenstrom zur Folge, wodurch der Dampfanteil wieder verringert wird. Dadurch wird die mittlere Dichte im Steigrohr erhöht, der treibende Druckunterschied und damit der Massenstrom werden wieder kleiner und der Prozess beginnt von neuem.

Der Mechanismus nach Walter läuft ausgehend von einem örtlich erhöhten Dampfanteil infolge einer Störung im Wärme- oder Massenstrom etwas anders ab (Walter 2006). Durch die Schwankung im Massenstrom ändert sich auch der Ort des Verdampfungsbeginns. Aufgrund des veränderten Verdampfungsortes schwankt nun die Länge des Zweiphasengebiets und weist einen höheren Dampfgehalt auf. Dadurch wird der Druckverlust im Zweiphasengebiet, der ganz wesentlich vom Dampfgehalt abhängt, ebenfalls schwanken. Unter der Annahme, dass der treibende Druckunterschied extern vorgegeben und konstant ist, schwankt auch der Druckverlust im Einphasengebiet, und zwar genau vorzeichenumgekehrt zum Druckverlust im Zweiphasengebiet. Der einphasige Druckverlust hat direkten Einfluss auf den Massenstrom durch das Fallrohr. Für geeignete Kombinationen von Systemgeometrien, Randbedingungen und Betriebsbedingungen sind die Schwankungen der ein- und zweiphasigen Druckverluste gerade um 180° phasenverschoben zueinander. In diesem Zustand ist das System instabil. Ebenso kann die Phasenverschiebung auch gerade derart sein, dass die anfängliche Störung ausgelöscht wird. Die Phasenverschiebung ist das Resultat der endlichen Geschwindigkeit, mit der sich das Medium und somit die

---

<sup>5</sup> Diese kommen dadurch zustande, dass die Druckwellen sich mit Schallgeschwindigkeit anstatt mit der Strömungsgeschwindigkeit ausbreiten.

Störungen durch den Kanal bewegen. Demgegenüber breiten sich Änderungen in den Druckverhältnissen fast instantan, nämlich mit Schallgeschwindigkeit im jeweiligen Medium, aus. Auch Trägheitseffekte wie beispielsweise die Massenträgheit des Arbeitsmittels tragen zur Phasenverschiebung bei.

Denkbar ist natürlich, dass beide Prozesse gleichzeitig ablaufen, da sie sich nicht ausschließen sondern in ihrer Wirkung ergänzen.

#### Eigenschaften von Dichtewellenoszillationen

Die Druck- und Massenstrom-Oszillationen am Verdampfereintritt sind in Phase (Ding u. a. 1995, zitiert in Walter 2006). Dahingegen sind die Oszillationen in parallelen, beheizten Einzelrohren phasenverschoben. Daher sind die Oszillationen im Steigrohr vergleichsweise gering<sup>6</sup>. Durch die Wechselwirkung zwischen den Einzelrohren ist unter Umständen die Oszillation des Massenstroms im Fallrohr nicht mehr annähernd sinusförmig (Walter u. a. 2005).

Aus den Erläuterungen zum physikalischen Mechanismus wird ersichtlich, dass ein Zyklus der DWO etwa die doppelte Verweilzeit eines Fluidpartikels im Verdampfer in Anspruch nimmt (Kakac u. Bon 2008). Daraus folgt für die Frequenz der DWO, für die in der Literatur im Allgemeinen Werte von 1Hz angegeben werden (Vijayan u. Nayak 2005):

$$f_{DWO} = \frac{1}{2 \cdot t_{\text{Verweil}}} = \frac{\dot{m}}{2V_{\text{Rohr}}\varrho} \quad (2.5)$$

Die Amplitude wird auf dem Weg durch das Rohr durch Dissipationseffekte gedämpft (Walter u. a. 2005). Ebenso konnte eine zeitliche Dämpfung der Amplituden festgestellt werden, die jedoch nur sehr langsam vonstatten geht. Walter konnte mithilfe einer Simulationsstudie feststellen, dass in einem vertikalen Abhitzedampferzeuger die Schwingungen nach etwa 5000 Sekunden abgeklungen waren (Walter 2006).

Sowohl Amplitude als auch Periode der DWO sind bei Rohren mit optimierten Oberflächen (etwa eingewalzte Rillen zur gezielten Turbulenzerzeugung) größer als bei glatten Rohren (Karsli u. a. 2002).

Wegen der großen Amplituden der DWO kann zeitweise Strömungsumkehr oder sogar Stillstand auftreten. Diese Effekte sind äußerst nachteilhaft, da sie die ausreichende Kühlung der Rohrwände beeinträchtigen und das Auftreten des kritischen Wärmestroms ermöglichen.

Fukuda und Kobori haben sowohl analytisch als auch experimentell gezeigt, dass es zwei Typen von DWO gibt (Walter u. Linzer 2005, Fukuda u. Kobori 1979). Sie konstruierten zwei dimensionslose Kennzahlen, mit deren Hilfe das in Abbildung 2.9 gezeigte Stabilitätsdiagramm erstellt werden konnte. Diese Kennzahlen sind die Phasenwechselzahl

$$N_{pch} = \frac{\dot{Q}}{Aw_{\text{ein}}\varrho_f\Delta h_v} \cdot \frac{\varrho_f - \varrho_g}{\varrho_g} = \frac{\dot{Q} \cdot \varrho_{\text{ein}}}{\dot{m}\Delta h_v\varrho_f} \cdot \frac{\varrho_f - \varrho_g}{\varrho_g} \quad (2.6)$$

und die Unterkühlungszahl

$$N_{sub} = \frac{h_f - h_{\text{ein}}}{\Delta h_v} \cdot \frac{\varrho_f - \varrho_g}{\varrho_g} \quad (2.7)$$

Der Abbildung ist zu entnehmen, dass Typ 1 bei geringem Dampfgehalt am Austritt dominiert, während Typ 2 besonders bei großen Dampfgehalten (also bei großen  $N_{pch}$ ) auftritt. Die physikalischen Mechanismen beider Typen sind sich ähnlich (Fukuda u. Kobori 1979). Generell tritt die DWO vom Typ 2 aber wesentlich häufiger auf (Walter u. a. 2005).

In umfangreichen Simulationsreihen und Parameterstudien haben Walter und Linzer viele Systemparameter auf deren Einfluss auf die DWO untersucht (Walter u. Linzer 2005, Walter u. a. 2005, Walter u. Linzer 2006a;b, Walter 2006; 2007). Ihre Ergebnisse sollen hier kurz vorgestellt werden.

<sup>6</sup> Denn diese ist ungefähr die Summe aus den phasenverschobenen Oszillationen der Einzelrohre.



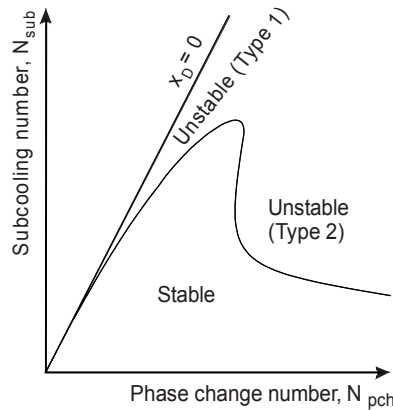


Abbildung 2.9.: Stabilitätsdiagramm und Typunterscheidung der DWO (Walter 2007)

### Einfluss des Systemdrucks

Der Systemdruck bzw. der Trommeldruck haben großen Einfluss auf das Auftreten von DWO. Je größer dieser ist, desto größer wird der Massenstrom im Fallrohr. Außerdem hat ein größerer Druck ein stabilisierendes Verhalten. Darüber hinaus ist die Massenstrom-Oszillation für niedrigere Drücke nicht mehr annähernd sinusförmig.

Die physikalischen Gründe hierfür sind wie folgt: Ist der Druck höher, sinkt die Dampfproduktion. Durch den so verminderten volumetrischen Dampfgehalt sinkt der Druckverlust im Zweiphasengebiet. Entsprechend steigt der einphasige Druckabfall, was direkt einen höheren Massenstrom durch das Fallrohr zufolge hat. Außerdem bedeutet ein kleinerer Zweiphasendruckverlust eine kleinere Massenstromamplitude (Walter 2007). Ein weiterer Grund für das Verschwinden der DWO bei hohen Drücken ist die Tatsache, dass der volumetrische Dampfgehalt  $y_D$  bei hohen Drücken immer linearer vom massenbezogenen Dampfgehalt  $x_D$  abhängt, während bei niedrigen Drücken auch bei kleinen Schwankungen von  $x_D$  große Änderungen in  $y_D$  hervorrufen können (vergleiche Abschnitt 2.2.2). Dieser Effekt ist maßgeblich an der Entstehung der Instabilität beteiligt. Bei hohen Drücken führen Schwankungen in der Wärmezufuhr und somit in der Dampfproduktion hingegen zu schwächeren bzw. regelmäßigeren Fluktuationen im volumetrischen Dampfgehalt, der ausschlaggebend für Druckverluste, das strömungsmechanische Verhalten und somit die Stabilität des Umlaufs ist.

Die nicht mehr sinusförmige Oszillation lässt sich durch die inhomogene Wärmezufuhr in die verschiedenen Verdampferrohrlagen erklären: Hierdurch hat jedes Rohrregister an seinem Auslass einen unterschiedlichen Dampfgehalt und somit einen anderen Zweiphasendruckverlust, der zudem nicht in Phase zum Massenstrom am Einlass ist. Da jedoch der totale Druckunterschied zwischen den beiden Sammlern für jedes Rohrregister gleich sein muss, stellt sich automatisch eine ausgleichende Massenstromverteilung ein, sodass innerhalb jedes Verdampferrohres ein anderer Massenstrom mit einer anderen Phasenverschiebung fließt. Der Massenstrom im Steigrohr ist nun die Superposition dieser Flüsse. Aufgrund der Phasenverschiebung der Einzelflüsse ergibt sich ein nicht mehr sinusförmiger Verlauf des Massenstroms durch das Steigrohr. Ist der Systemdruck nun höher, wird die Dampfproduktion und somit der Dampfgehalt geringer. Dadurch sind auch die Unterschiede in den Zweiphasendruckverlusten der einzelnen Rohre und somit in den Massenströmen kleiner. Auch die Phasenverschiebung sinkt somit, sodass die Superposition wieder annähernd sinusförmig ist.

### Einfluss der Rohrrauigkeit

Die Frequenzen der DWO werden durch die Rohrrauigkeit in nur sehr geringem Maße beeinflusst.

Verringert man die Rauigkeit in allen Rohren des Systems, so wird die Amplitude der Massenstrom-Oszillation marginal verkleinert und der Umlaufmassenstrom erhöht. Durch die kleinere Rauigkeit sinkt

---

der Reibungsdruckverlust im Ein- und Zweiphasengebiet. Da diese aber gleich dem externen treibenden Druckunterschied sein muss, stellt sich automatisch ein ausgleichender erhöhter Umlaufmassenstrom ein.

Wird nur die Rohrrauigkeit im Fallrohr verringert, ändern sich die Amplituden der Massenstrom-Oszillationen ebenfalls nur sehr wenig. Der Umlaufmassenstrom im Fallrohr wird mit kleinerer Rauigkeit größer. Hier greifen dieselben physikalischen Mechanismen wie bei einer Änderung der Rohrrauigkeit in allen Rohren. Dass auch hier nur ein sehr geringer Einfluss auf die Amplituden der DWO gegeben ist, wird klar, wenn man bedenkt, dass das Fallrohr am physikalischen Mechanismus der Instabilitäts-erzeugung kaum beteiligt ist. Daher macht es auch wesentlich mehr Sinn, die Rauigkeit in den Verdampferrohren zu ändern.

Verringert man also die Rauigkeit nur in den Verdampferrohren, verringert sich die Amplitude der DWO signifikant. In Simulationen wurde gefunden, dass bei einem Wechsel von  $k = 0,1\text{ mm}$  auf  $k = 0,2\text{ mm}$  eine um 16 % erhöhte Amplitude auftritt (Walter 2006). Dies ist wie folgt erklärbar: Durch eine höhere Rohrrauigkeit in den Verdampferrohren wird der Reibungsdruckverlust im Zweiphasengebiet größer. Je größer dieser ist, desto größer ist die Phasenverschiebung zwischen Massenstrom und zweiphasigem Druckabfall, was die Instabilität begünstigt.

#### Einfluss des Fallrohrdurchmessers

Erhöht man den Fallrohrdurchmesser, wird der Umlaufmassenstrom durch das System und die Amplituden der DWO größer. Dies ist dadurch zu erklären, dass ein höherer Durchmesser des Fallrohrs den Reibungsdruckverlust in selbigem stark verringert. Qualitativ hat dies dieselben Auswirkungen wie eine nur im Fallrohr herabgesetzte Rauigkeit. Quantitativ wirkt sich eine Änderung des Fallrohrdurchmessers wegen  $\Delta p \sim d^{-3}$  wesentlich stärker aus als eine Variation der Rauigkeit, sodass auch die Auswirkungen auf die Amplituden der DWO wesentlich größer sind.

#### Einfluss des Durchmessers der Verdampferrohre

Je kleiner der Durchmesser der Verdampferrohre ist, desto größer ist die Amplitude der Dichtewellenoszillationen. Der physikalische Mechanismus ist qualitativ der gleiche wie bei den vorangegangenen Punkten: Der geringere Durchmesser des Verdampfers hat einen wesentlich größeren Zweiphasendruckabfall zur Folge, der die Instabilität bedingt.

#### Einfluss der Trommelhöhe

Eine Änderung der geodätischen Höhe der Trommel steht direkt in Zusammenhang mit einer Änderung des Systemdrucks, sodass diese Fälle in vollständiger Analogie zueinander stehen. Dementsprechend gilt die Faustregel, dass eine Vergrößerung der Trommelhöhe einen größeren Massenstrom und eine marginal verkleinerte Amplitude der DWO zur Folge hat.

#### Einfluss von zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampferaustritt

Zusätzliche Strömungswiderstände am Verdampferaustritt haben eine Erhöhung des Zweiphasendruckverlustes zur Folge, der nicht in Phase mit dem Massenstrom am Einlass ist. Dies begünstigt die Instabilität.

#### Einfluss von zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampfereintritt

Werden zusätzliche Strömungswiderstände am Verdampfereintritt in das System eingebracht, so hat dies signifikant positive Auswirkungen auf die Stabilität der Strömungen durch den Verdampfer. Der Grund hierfür liegt darin, dass der einphasige Druckverlust, der in Phase mit dem Massenstrom am Einlass ist, erhöht wird. Dies hat stabilisierende Auswirkungen auf die Massenstromschwingungen im Verdampferrohr, sodass die Amplituden an dieser Stelle verringert werden.

Im Steigrohr allerdings sind nur geringe Änderungen zu beobachten. Dies liegt daran, dass der Massenstrom durch das Steigrohr die Superposition der Strömungen durch die Verdampferrohre ist. Da diese phasenverschoben sind, bleibt die Amplitude der Superposition etwa konstant.



---

Große zusätzliche Strömungswiderstände sind in der Praxis bei Niederdrucksystemen kaum realisierbar, sodass diese Möglichkeit zur Stabilisierung des Naturumlaufs nur eingeschränkt nutzbar ist.

#### **Einfluss der Rohrrauigkeit aller Rohre und des Strömungswiderstands am Verdampfereintritt in Kombination**

Dieser Kombination liegen die gleichen physikalischen Mechanismen wie den einzelnen Phänomenen zugrunde. Dementsprechend wird der Massenstrom im Fallrohr für geringere Rauigkeiten und Strömungswiderstände kleiner. Die Amplituden der DWO im Fallrohr sinken bei einem vorhandenen Strömungswiderstand am Verdampfereintritt und kleinerer Rauigkeit.

#### **Einflussnahme durch Homogenisierung der Wärmezufuhr**

Diese Art der Einflussnahme auf die Stabilität des Naturumlaufs ist sehr vielversprechend. Über eine geeignete Anpassung der Berippung der Verdampferrohre (beispielsweise durch die Rippenanzahl) kann eine mit gewissen Toleranzen gleiche Wärmeübertragung in jedem Rohrregister erzielt werden. Im Idealfall kann damit eine DWO komplett unterbunden werden. In der Realität sind jedoch – abgesehen von teuren Spezialanfertigungen – nur standardisierte Rohre mit bestimmten Rippenanzahlen pro Länge verfügbar, sodass hier ein Kompromiss eingegangen werden muss.

#### **Einfluss durch Reduktion der Wärmezufuhr**

Diesem Einfluss ist der gleiche Mechanismus wie einem erhöhtem Systemdruck zu eigen, sodass eine geringere Wärmezufuhr eine verbesserte Stabilität bedeutet.

#### **Einfluss durch Erhöhung des Massenstroms**

Auch diesem Einfluss liegt der gleiche Mechanismus wie einem erhöhtem Systemdruck zugrunde, sodass mit einem höheren Massenstrom eine geringere spezifische Wärmeaufnahme und somit eine verbesserte Stabilität erzielt werden kann.

#### **Einfluss durch Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit**

Eine höhere Strömungsgeschwindigkeit ist äquivalent zu einer Erhöhung des Massenstroms. Dies bedeutet, dass eine höhere Strömungsgeschwindigkeit stabilisierend wirkt.

#### **Einfluss der Eintrittsunterkühlung**

Unterkühlung des Mediums am Verdampfereintritt wirkt sich stabilisierend bei hoher Unterkühlung und destabilisierend bei niedriger Unterkühlung aus. Physikalisch kann man dies wie folgt erklären: Bei zunehmender Unterkühlung des Fluids am Verdampfereintritt kommt es zu einer Verlängerung des Einphasengebiets aufgrund größerer nötiger Wärmeaufnahme bis zum Verdampfungsbeginn. Hierdurch wird das Zweiphasengebiet verkürzt und weniger Dampf produziert. Wegen dieser Effekte wird der Zweiphasendruckverlust verringert, der phasenverschoben zum einphasigen Druckverlust und somit zum Eintrittsmassenstrom ist. Demzufolge ist eine Stabilisierung erreichbar (Walter 2006).

---

### **2.4.3.3 Thermische Instabilität**

---

Die thermische Instabilität, auch thermisch induzierte Instabilität genannt, tritt meist in Verbindung mit DWO auf (Walter 2006). Oftmals ist sie das Resultat eines Auftretens des kritischen Wärmestroms. Ganz ähnlich wie die zuvor erläuterte Siedeinstabilität (siehe Kapitel 2.4.2.2) ist die thermische Instabilität durch einen periodischen Wechsel zwischen Film- und Übergangssieden bestimmt. Dementsprechend ist eine Oszillation der Wandtemperatur bei konstanter Beheizung gegeben (Walter u. a. 2005).

Durch die thermisch induzierte Instabilität kann das Auftreten der kritischen Wärmestromdichte stromauf- bzw. abwärts verschoben werden. Da der Wärmeübergangskoeffizient infolge des Wechsels zwischen den Wärmeübergangsmechanismen mit sehr großer Amplitude oszilliert, zeigt auch die

---

Rohrwandtemperatur-Oszillation bei der thermischen Instabilität eine große Amplitude (Vijayan u. Nayak 2005). Die Periode der Wandtemperaturoszillation wird in der Literatur mit etwa 2 bis 80 Sekunden (Walter 2006) angegeben. Die Amplituden und Perioden der Druck- und Massenstromoszillation sind jedoch sehr klein (Walter 2006).

Die thermische Instabilität tritt selbst dann auf, wenn der dem Verdampferrohr aufgeprägte Wärmestrom zeitlich konstant ist. Ausschlaggebend für das Entstehen der Instabilität sind die Schwankungen der Rohrwandtemperatur und der Fluidtemperatur, die allein schon durch den Wechsel der Wärmeübergangsmechanismen gegeben sind.

---

#### 2.4.3.4 Parallelrohrinstabilität

---

Parallelrohrinstabilitäten können in Ein- und Zweiphasensystemen auftreten. Bedingung für das Auftreten dieser Instabilität sind parallel geschaltete Einzelrohre, die mit demselben Sammler verbunden sind und so ein kommunizierendes System von Rohren bilden.

Während im stationären und stabilen Zustand die Massenströme in allen Einzelrohren wegen der Gleichheit der anliegenden Druckdifferenz an jedem Einzelrohr identisch sind, liegt bei der Parallelrohrinstabilität eine wechselnde, inhomogene Verteilung der Massenströme durch die Einzelrohre vor (Walter 2006).

Der zugrundeliegende physikalische Mechanismus wird in der Literatur wie folgt dargelegt (Vijayan u. Nayak 2005): Eine temporäre Erhöhung der Beheizung eines Rohres erhöht die Temperatur des Fluids an dessen Austritt, sodass dort eine geringere Dichte vorliegt als an den Austritten der anderen Rohre. Dadurch sinkt der statische Druckunterschied zwischen Ein- und Austritt des gestörten Rohrs. Da jedoch der Druckunterschied über das Einzelrohr durch den externen Druckunterschied vorgegeben ist, wird nun der Massenstrom steigen. Wegen der Konstanz des Druckunterschieds zwischen den Sammlern, also über das Parallelrohrnetzwerk, werden eines oder mehrere der benachbarten Rohre den zusätzlichen Fluss durch das gestörte Rohr zur Verfügung stellen. Durch den erhöhten Fluss im gestörten Rohr sinkt die Fluidtemperatur an dessen Austritt wodurch die mittlere Dichte dort wieder steigt. Zur gleichen Zeit hat das Fluid in den benachbarten Rohren, die vormals dem gestörten Rohr den zusätzlichen Massenstrom zur Verfügung gestellt haben, eine erhöhte Austrittstemperatur infolge des geringeren Massendurchsatzes. Dadurch ist in diesen Rohren die Dichte im Austritt geringer als in den anderen Rohren, sodass sich in diesen nun ein erhöhter Massenstrom einstellt. Der Prozess wiederholt sich nun.

Die Instabilität spielt sich nur zwischen den teilnehmenden parallelen Rohren ab. Das Gesamtsystem ist hiervon nicht betroffen, denn die Dichteänderungen der kommunizierenden Rohre verschwinden in Summe immer. Je nach Anzahl der kommunizierenden Rohre stellt sich ein gewisser Phasenunterschied ein. In der einfachsten Konstellation mit zwei Parallelrohren liegt eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  vor. Bei drei kommunizierenden Rohren beträgt dieser  $120^\circ$ , bei fünf  $72^\circ$  (Vijayan u. Nayak 2005). Ausgehend von diesen Ergebnissen wurde der Zusammenhang  $360^\circ/n$  vorgeschlagen, der jedoch in der Praxis nicht immer erfüllt ist (Vijayan u. Nayak 2005). Außerdem konnte gezeigt werden, dass es für ein Rohrregister, also ein System von Parallelrohren, eine kritische Beheizung gibt, ab der erst Parallelrohrinstabilitäten auftreten (Chato 1963). Dies wurde zum Beispiel von Walter und Linzer bestätigt (Walter u. Linzer 2006a).

---

#### 2.4.3.5 Druckverlustinstabilität

---

Druckverlustinstabilitäten sind im Wesentlichen eine Wechselwirkung zwischen einem Rohr und einem kompressiblen Speichervolumen (Vijayan u. Nayak 2005). Sie treten meist bei Zwangumlauf auf, da die Anwesenheit einer Pumpe diese Instabilität begünstigt. Des Weiteren ist ihr Auftreten für gewöhnlich nur

unter höheren Massenströmen als bei DWO gegeben, sodass die Frequenz der Druckverlustinstabilitäten wesentlich geringer sind, was eine gute Unterscheidbarkeit von DWO und Druckverlustinstabilitäten ermöglicht. Die Frequenz der Druckverlustinstabilitäten ist abhängig von den Zeitkonstanten des kompressiblen Mediums und wird in der Literatur mit etwa 0,1 Hz angegeben (Vijayan u. Nayak 2005). Bemerkenswert ist auch, dass die Frequenz im Gegensatz zu denen der DWO unabhängig von der Zeit ist, die ein Fluidpartikel zum Durchlaufen des Strömungskanals benötigt. Ein weiterer wichtiger Unterschied zu den DWO ist, dass sich Druck- und Massenstrom-Oszillationen am Eintritt in den beheizten Strömungskanal nicht in Phase befinden (Ding u. a. 1995).

Ein Auftreten dieser Instabilität ist nur dann möglich, wenn ein kompressibles Speichervolumen im System vorhanden ist und wenn der Betriebspunkt in demjenigen Bereich der Verdampferkennlinie liegt, der eine negative Steigung hat (Walter 2006). Dieser Betriebspunkt weist die statische Ledinegg-Instabilität auf (siehe Kapitel 2.4.2.1). Dementsprechend stellt die Druckverlustinstabilität ein sekundäres Phänomen der Ledinegg-Instabilität dar.

Der physikalische Mechanismus dieser Instabilitäten stellt sich nach Kakac und Bon sowie Walter für ein beispielhaftes Naturumlaufsystem nach Abbildung 2.10a wie folgt dar (Kakac u. Bon 2008, Walter 2006):

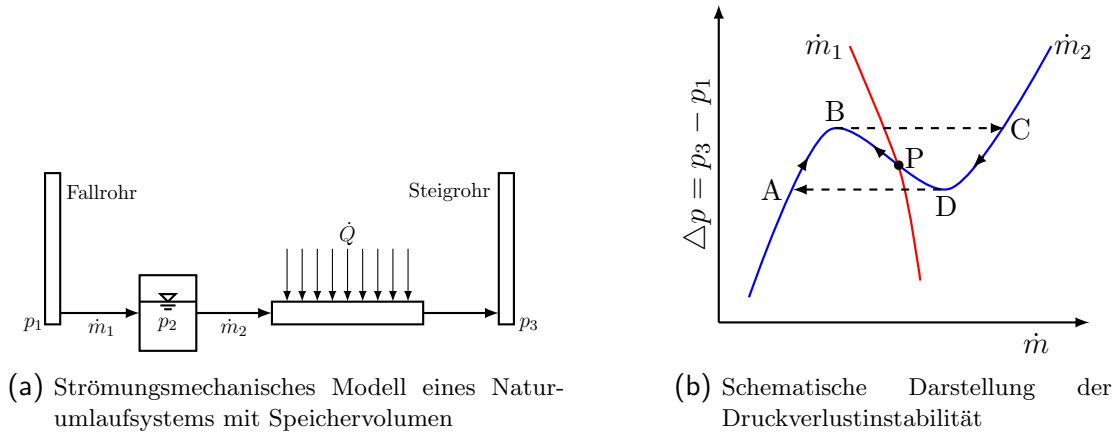


Abbildung 2.10.: Abbildungen zur Druckverlustinstabilität

Zunächst sind die Druckverlustcharakteristiken des Systems aufzustellen.  $p_1 - p_2 = a \cdot \dot{m}_1^2$  stellt den Reibungsdruckabfall zwischen dem Fallrohr und dem Speichervolumen in Abhängigkeit von  $\dot{m}_1$  mit einer Konstante  $a$  dar, kann aber auch als Pumpenkennlinie im Falle eines Zwangumlaufsystems aufgefasst werden. Für diesen Fall wäre im vorliegenden Beispiel zwischen dem Fallrohr und dem Speichervolumen eine Umwälzpumpe angeordnet. Die Gleichung  $p_2 - p_3 = \psi(\dot{m}_2)$  ist die innere Charakteristik des Verdampferrohres. Unter der Annahme, dass  $p_1$  und  $p_3$  konstant sind, ergibt sich die in Abbildung 2.10b gezeigte Systemcharakteristik. Im vorliegenden Beispiel ist der stationäre Betriebspunkt P im Bereich negativer Steigung der Verdampferkennlinie.

Eine Störung in Form einer kleinen Erhöhung von  $p_2$  im Zwischenbehälter lässt mehr Masse in den Speicher fließen als hinaus. Dies folgt aus der Systemkennlinie: Für einen höheren Druck  $p_2$  und  $p_3 = \text{const}$  wandert der Betriebspunkt von P aus in Richtung von steigendem  $\Delta p = p_2 - p_3$  auf der Verdampferkennlinie entlang, sodass  $\dot{m}_1 > \dot{m}_2$ . Dadurch füllt sich der Zwischenbehälter, wodurch der Druck  $p_2$  weiter steigt. Der Betriebspunkt wandert bis zu Punkt B, der jedoch kein stabiler Schnittpunkt der beiden Kurven ist, sodass der Prozess nicht stoppt. Eine weitere Druckerhöhung im Zwischenbehälter ist nun nur noch möglich, wenn der Betriebspunkt von Punkt B zu C springt. Dadurch ändern sich die Verhältnisse der Massenströme, sodass  $\dot{m}_1 < \dot{m}_2$  (siehe Abbildung). Dementsprechend fließt mehr Fluid aus dem Zwischenspeicher heraus als hinein, weswegen  $p_2$  wieder zu sinken beginnt. Der Betriebspunkt wandert nun die Verdampferkennlinie nach unten bis zum Punkt D. Da dieser Punkt jedoch kein stabiler

---

Betriebspunkt ist, hört der Prozess nicht auf. Eine weitere Verringerung des Drucks ist nun nur möglich, wenn ein sprunghafter Wechsel des Betriebspunktes von D zu A stattfindet. Dies impliziert, dass wieder  $\dot{m}_1 > \dot{m}_2$  gilt, und der Prozess beginnt von neuem.

In der Realität finden die beschriebenen Sprünge der Massenströme jedoch nicht statt. Vielmehr sind dämpfende Effekte durch Massenträgheit der Strömung sowie durch Reibung und andere Verluste gegeben, sodass sich ein abgerundeter Verlauf der Oszillation um den eigentlichen Betriebspunkt P einstellt. Zusätzlich hat die erwähnte Dämpfung zur Folge, dass die Amplitude der Oszillation abnimmt, sodass der abgerundete Verlauf sich mit der Zeit auf dem Betriebspunkt P zusammenziehen wird, wenn nicht eine erneute Erregung der Instabilität stattfindet.

Je nachdem, wo das kompressible Speichervolumen relativ zum beheizten Kanal liegt, sind verschiedene Effekte möglich. Liegt beispielsweise das Speichermedium stromaufwärts des Verdampfers, so ist die Oszillation durch eine Drossel am Verdampfereintritt dämpfbar. Liegt es jedoch innerhalb des Verdampfers, hat eine Drosselung keinen Effekt auf die Stabilität des Systems (Walter 2006).

## 3 Modellierung

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Modellierungen und Simulationen wurde die Prozesssimulationssoftware APROS des finnischen Unternehmens VTT genutzt. APROS bietet die Möglichkeit, verschiedenste technische Prozesse zu modellieren und dynamisch zu simulieren. Die Fähigkeit zur dynamischen Analyse von Prozessen macht die Software zu einem möglichen Kandidaten zur Untersuchung von Strömungsinstabilitäten von Dampferzeugern. Da APROS eine industriell eingesetzte und auch für ungeübte Anwender recht einfach zu bedienende Software ist, wäre ihr Einsatz zur Auslegung von Dampferzeugern hinsichtlich Strömungsinstabilitäten naheliegend. Aus diesem Grund soll ihre Eignung zur Simulation derselben überprüft werden.

Um die mit APROS erhaltenen Ergebnisse zu validieren und zu vergleichen, werden die Simulationsstudien von Dr. Heimo Walter von der TU Wien herangezogen. Er führte eine Modellierung allgemeiner Naturumlaufdampferzeuger durch und entwickelte das Simulationsprogramm DBS (*dynamic boiler simulation*), mit dem Naturumlaufdampferzeuger in nahezu beliebiger Konfiguration abgebildet und simuliert werden können (Walter 2001). Unter anderem wurde von Walter ein vertikaler Abhitzedampferzeuger, wie er in Abbildung 3.1 zu sehen ist, in Hinsicht auf Strömungsinstabilitäten simuliert. Über die Ergebnisse sind in der Literatur vielfältig berichtet worden (Walter u. Linzer 2005, Walter u. a. 2005, Walter u. Linzer 2006a;b, Walter 2006; 2007).

Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wurde der von Walter simulierte Abhitzekessel so genau wie möglich in APROS nachmodelliert. In den folgenden Abschnitten soll die Modellbildung des Dampferzeugers in APROS dargelegt werden.

### 3.1 Grundlegender Modell-Aufbau

Der simulierte Dampferzeuger besteht aus einer Trommel, Fallrohren mit Siphon, Steigrohren und Bündelheizflächen als Verdampfer, wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich ist. Die Rohrregister der Verdampfer werden hierbei zweimal durch den Rauchgaskanal geführt. Für das Modell sind vier Rohrregister vorgesehen, sodass insgesamt acht Ebenen von Verdampferrohrbündeln an der Wärmeübertragung beteiligt sind. Die Rohrregister münden in Verteiler und Sammler. Der Trommel wird Speisewasser im Sättigungszustand aus dem Economizer zugeführt und ein Sattdampfmassenstrom entnommen, welcher zu den Überhitzern weitergeleitet wird.

Wie dieses Modell in APROS umgesetzt wurde, lässt sich in Abbildung 3.2 erkennen.

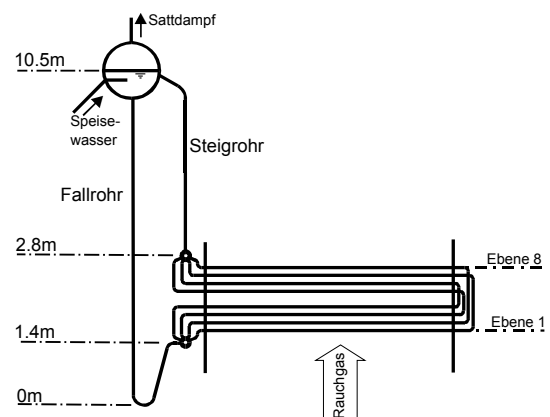


Abbildung 3.1.: Modell des Dampferzeugers (Walter 2006)

### 3.2 Wasser-Dampf-Seite

Wasser oder Dampf führende Rohre wurden mit der *heat pipe*-Komponente von APROS abgebildet. Diese gestattet die Simulation der Wärmeübertragung und -speicherung in der Rohrwand. Sammler wurden als

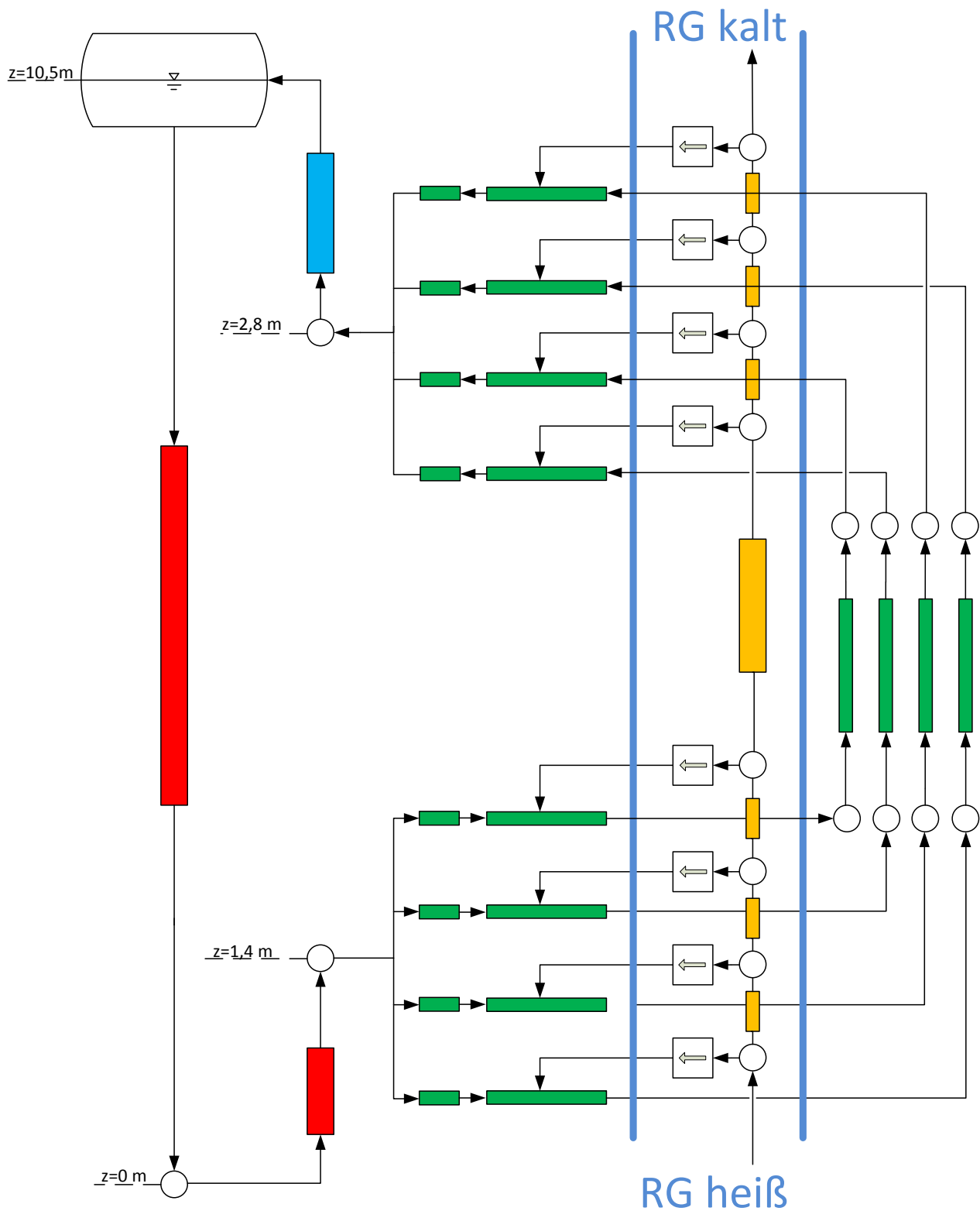


Abbildung 3.2.: Schematisches Modell des Abhitzedampferzeugers. Gelbe Rohre stellen den Rauchgaskanal dar, grüne die Verdampferrohre, blaue die Steigrohre und rote die Fallrohre.

Bilanzpunkte (*point*) modelliert. Die Werte für die Rohrgeometrien der Fallrohre, Verdampferrohre und Steigrohre sind mit den von Walter benutzten identisch (Walter 2001) und in Anhang A zusammengefasst. Um der Berippung der Verdampferrohre Rechnung zu tragen, sind jedoch einige Anpassungen nötig, die zum Teil auch die Rohrgeometrie betreffen. Diese sind in Abschnitt 3.3 ausführlich dargelegt.

Um die Vergleichbarkeit zu den Ergebnissen von Walter zu gewährleisten, wird zunächst das homogene Fluidmodell für die Simulation des Abtizedampferzeugers herangezogen. Diesen Ansatz hat Walter auch in seiner Modellierung gewählt (Walter 2001). Davon ausgehend werden in der vorliegenden Arbeit auch Simulationen mit dem heterogenen Zwei-Fluid-Modell nach Abschnitt 2.1 durchgeführt und in Abschnitt 4.3.4 mit den Ergebnissen des homogenen Modells verglichen.

Da Naturumlaufsysteme sehr stark vom Druck abhängen, ist ein besonderes Augenmerk auf die Druckverluste nötig. Für die Werte der Verlustziffern  $\zeta$  wurden dabei die gleichen Korrelationen zugrunde gelegt, welche auch bei Walter zum Einsatz gekommen sind (Walter 2001). Bei der Ermittlung der Formverlust-Koeffizienten für Rohrkrümmer wurde angenommen, dass aufgrund der Kompaktheit von Dampferzeugern das Verhältnis von Krümmungsradius zu innerem Durchmesser etwa eins ist. Unter diesen Annahmen ergaben sich folgende Formverlust-Koeffizienten:

1. Für die Fallrohre:

- Beschleunigungsdruckverlust durch Austritt aus der Trommel in das Fallrohr:  

$$\zeta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{A_2}{A_1}\right)^{\frac{3}{4}} \approx 0,5$$
- Druckverlust im Siphon (wird als 180°-Krümmer behandelt):  $\zeta \approx 0,3$
- Druckverlust durch 90°-Krümmer vor Eintritt in den Sammler:  $\zeta \approx 0,2$
- Druckverlust durch unstetige Querschnittserweiterung beim Eintritt in den Sammler:  

$$\zeta = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 \approx 0,9$$

2. Für die unbeheizten Verdampferrohre:

- Druckverlust durch zwei 90°-Krümmer im unbeheizten Verdampferteil:  $\zeta \approx 2 \cdot 0,2 = 0,4$

3. Für die beheizten Verdampferrohre:

- Druckverlust am Sammleraustritt:  $\zeta \approx 0,5$
- Druckverlust am Sammlereintritt:  $\zeta \approx 0,4$

4. Für die Steigrohre:

- Je ein 90°-Krümmer am Sammleraustritt und Trommeleintritt:  $\zeta \approx 2 \cdot 0,2 = 0,4$
- Eintritt in Trommel:  $\zeta = \left(1 - \frac{A_{SR}}{A_{Trommel}}\right)^2 \approx 1$

Die aufgeführten Formverlust-Koeffizienten sind zwar strenggenommen nur für Einphasenströmungen gültig, jedoch liefern sie gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen Walters. Aus diesem Grund wird auf eine komplizierte Berechnung des zweiphasigen Druckverlustes verzichtet. Walter selbst verwendet hierfür die Korrelation nach Friedel (Walter 2001).

Für den Reibungsdruckverlust ist die Rohrrauigkeit eine bestimmende Größe. Zu beachten ist hierbei, dass APROS nicht die absolute, sondern die relative Rohrrauigkeit als Eingabe erwartet. Diese erhält man durch Division der Rohrrauigkeit durch den hydraulischen Durchmesser, welcher bei Rohren mit Kreisquerschnitt gerade der innere Durchmesser ist. Mit den von Walter benutzten absoluten Rohrrauigkeiten ergibt sich

- für die Fallrohre:  $k'_{FR} = 6,3 \cdot 10^{-4}$
- für die Verdampferrohre:  $k'_{VR} = 2,4 \cdot 10^{-3}$
- für die Steigrohre:  $k'_{SR} = 4,8 \cdot 10^{-4}$



---

### 3.3 Wärmeübertragung und -speicherung

---

Die in APROS implementierten Rohrmodelle und Korrelationen zur Wärmeübertragung sind nur für Glattrohre gültig. Da der zu simulierende Abhitzekessel jedoch über Rippenrohre verfügt, müssen einige Anpassungen im Modell erfolgen, um den veränderten Umständen durch die Rippen Rechnung zu tragen.

Zunächst bestimmen die Rippen aufgrund ihres nicht zu vernachlässigenden Volumens das dynamische Wärmespeicherverhalten der Verdampferrohre. Aus diesem Grund muss das zusätzliche Rippenvolumen im Gesamtvolumen des Verdampfers berücksichtigt werden. Hierfür wird eine neue theoretische Wanddicke des Verdampfers gebildet, bei welcher das Verdampferrohr gerade das Volumen inklusive Rippen aufweist. Der innere Durchmesser bleibt jedoch konstant, sodass strömungsmechanische Charakteristika nicht verändert werden. Das Gesamtvolumen des modifizierten Glattrohrs beträgt also  $V_{VR} = V_{Rippen} + V_{Glattrohr} = 22,7 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{Rohr}$ . Der Volumenberechnung der Rippen liegen dabei die von Walter angegebenen geometrischen Maße der Rippen zugrunde (Walter 2006). Daraus ergibt sich nun

$$r_{a,VR} = \sqrt{\frac{V_{VR}/l_{VR}}{\pi} + r_{i,VR}^2} = 28,28 \text{ mm}$$

und somit die neue Wanddicke  $\tau_{VR} = 7,33 \text{ mm}$ .

Die Berippung ändert jedoch nicht nur das Wärmespeicherverhalten der Rohre, sondern natürlich auch die Wärmeübertragung. Intern berechnet APROS den konvektiv übertragenen Wärmestrom gemäß der Beziehung

$$\dot{Q}_{konv} = \epsilon \cdot k_{konv} \cdot \alpha \cdot A \cdot \Delta T \quad (3.1)$$

Hierbei stellt  $\epsilon$  die Effizienz der Wärmeübertragung dar. Dieser Parameter eignet sich für eine Skalierung des Wärmestroms zur Berücksichtigung der durch die Berippung erhöhten Wärmeaustauschfläche. Dementsprechend berechnet sich dieser Parameter wie folgt:

$$\epsilon = \frac{A_{Glattrohr} + A_{Rippen}}{A_{Glattrohr}} = 1102 \%$$

Das bedeutet, dass die Berippung an jedem Rohr eine Vergrößerung der Wärmezufuhr um den Faktor elf bewirkt.

Mit dem zusätzlichen Faktor  $k_{konv}$  lassen sich sämtliche andere Bedingungen, die Einfluss auf die konvektiv übertragene Wärme haben, einbeziehen. Im vorliegenden Fall sind dies zum Beispiel die Strömungsbedingungen an den Rippenrohren. Des Weiteren lassen sich dabei beispielsweise Abweichungen der Berechnungsweisen vom Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  ausgleichen. Dies ist im vorliegenden Fall sinnvoll, denn intern verwendet APROS für den einphasigen Wärmeübergang die relativ simple Dittus-Bölder-Korrelation, während Walter auf den Ansatz nach Gnielinski, welcher im VDI Wärmeatlas (VDI 2006) empfohlen wird, zurückgreift (Walter 2001, Hänninen 2009b).

Wegen der Fülle der abgedeckten Einflüsse ist  $k_{konv}$  nicht direkt berechenbar. Daher wurde er iterativ so variiert, dass eine bestmögliche Übereinstimmung der grundlegenden Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit den Resultaten von Walter gegeben ist. Die Angleichung an die Ergebnisse von Walter ist nötig, um einen zuverlässigen Vergleich von Simulationsergebnissen zu ermöglichen, die aus Abwandlungen der Standardkonfiguration entstehen. Die Ermittlung dieses Faktors erfolgte auf Basis der Ergebnisse von Walter für die Dampfziffern an den Auslässen jedes Rohrregisters. Dadurch war es unter Berücksichtigung der Massenströme möglich, auf die von Rauchgas abgegebene Wärme rückzuschließen, sodass eine theoretische Rauchgastemperatur am Austritt des Abhitzekessels ermittelt werden konnte. Diese beträgt  $T_{RG,aus} = 242^\circ\text{C}$ . Durch sukzessives Anpassen von  $k_{konv}$  wurde die Wärmeübertragung nun so weit beeinflusst, bis das Rauchgas nach der Wärmeabgabe eben jene Temperatur inne hatte.



---

Weiter wurden die Konstanten so angepasst, dass die Dampfgehalte am Austritt der Verdampferebenen möglichst gute Übereinstimmungen mit den Resultaten Walters zeigen. Zu beachten ist, dass für jede Stelle der Wärmeübertragung eine andere Konvektionskonstante möglich ist, denn in den von Walter implementierten Modellen ist die Nusseltzahl für die Wärmeübertragung an den Glattrohren eine Funktion von der lokalen Rohrwandtemperatur und der lokalen Rauchgastemperatur (Walter 2001). Dementsprechend waren acht Konvektionskonstanten iterativ zu ermitteln. Die endgültigen Werte für  $k_{konv}$  sind im Anhang A zusammengefasst.

---

### 3.4 Rauchgasseite

---

Der Rauchgaskanal des Abhitzedampferzeugers wurde mithilfe von *pipe*-Komponenten in APROS modelliert. Auf die Implementierung des Kanals mittels *heat pipe*-Komponenten wurde verzichtet, da der Wärmeübergang an den Kanalwänden und deren Wärmespeicherung nicht berücksichtigt werden soll. So wurde auch in den Modellierungen von Walter verfahren (Walter 2001), sodass durch diese Annahmen keine Abweichungen zu den Resultaten von Walter entstehen sollten.

Des Weiteren sind auch die Druckverluste des Rauchgasmassenstroms von untergeordnetem Interesse, sodass diese vernachlässigt werden. Auch diese Annahme wurde von Walter implementiert, indem die Impulsbilanz für den Rauchgasstrom vernachlässigt wurde. Daraus folgt auch, dass der Druck – abgesehen von den Stoffwerten des Rauchgases – keinen Einfluss auf den Rauchgasstrom hat.

Werte für die Breite des Gaskanals, der von Walter simuliert wurde, sind leider nicht bekannt. Daher wurde dieser zu  $b_{RG} = 4 \text{ m}$  geschätzt, sodass sich ein lichter Querschnitt im Rauchgaskanal von  $A_{RG} = 80 \text{ m}^2$  ergibt. Fehler in dieser Abschätzung sind jedoch nicht schwerwiegend, da sie komplett durch den Faktor  $k_{konv}$  in der Wärmeübertragung korrigiert werden.

Die Temperatur, der Massenstrom und die Zusammensetzung des Rauchgases sind durch Randbedingungen gegeben. Diese sind in Abschnitt 3.7 dargelegt.

---

### 3.5 Blenden-Implementierung

---

Für die in Kapitel 4.2 vorgenommene Parameterstudie ist es nötig, die Möglichkeit von zusätzlichen Strömungswiderständen in Form von Blenden im Modell zu berücksichtigen. Dies geschieht über die *pipe*-Komponente von APROS, der ein fester Verlustkoeffizient  $\zeta$  zugeordnet werden kann.

Da die Einflüsse dieser Blenden im Ein- und im Zweiphasengebiet unabhängig voneinander untersucht werden sollen, wird eine *pipe* am Einlass und am Austritt jedes Rohrregisters vorgesehen. Da die Blenden nur einen Druckverlust infolge Querschnittsverengung und keine Wärmeübertragung erzeugen sollen, wird statt einer *heat pipe* eine *pipe* als Modell für die Blende herangezogen, dessen Strömungslänge als klein angenommen ( $l_{\text{Blenden}} = 0,1 \text{ m}$ ) wird. Der *pipe* wurde die gleiche relative Rauigkeit wie dem zugehörigen Verdampferrohr zugewiesen. Der innere Durchmesser der die Blenden repräsentierenden *pipes* ist mit dem inneren Durchmesser der Verdampferrohre identisch.

---

### 3.6 Trommel

---

Für die vorliegende Arbeit ist die Geometrie der Trommel im Grunde von geringerem Interesse. Es ist lediglich darauf zu achten, dass der Wasserstand in der Trommel mit der Trommelhöhe aus den Arbeiten von Walter übereinstimmt. In der Grundkonfiguration sind dies 10,5 m. Dieses Maß ist wichtig, da es den Druck im gesamten System als geodätische Höhe mitbestimmt. Unter der Forderung, dass der Wasserstand der Trommel konstant auf halbem Trommeldurchmesser gehalten wird, wurde für die vorliegende Arbeit in Anlehnung an typische Trommelwerte nach Lehmann der Durchmesser der Trommel zu  $d_{Tr} = 2 \text{ m}$  gesetzt, sodass der Fußpunkt der Trommel auf  $z_{Tr} = 9,5 \text{ m}$  liegt (Lehmann 2000). Das Volumen der Trommel wurde als  $V_{Tr} = 22,9 \text{ m}^3$  angenommen.

Für die Trommel ist eine Druck- und Füllstandsregelung modelliert worden. Während der Füllstand der Trommel von Walter als übliche Dreikomponentenregelung realisiert wurde (Walter 2001), wird hier davon abweichend eine einfache PI-Regelung für den Füllstand herangezogen. Eingangsparameter in den PI-Regler sind dabei der Sollwert für den Trommelwasserstand sowie dessen aktueller Wert. Der Regler stellt dann ein Ventil, das den Zufluss frischen Wassers aus dem Economizer in die Trommel reguliert. Um eine gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse dieser Arbeit mit denen von Walter zu gewährleisten, sollten die Modelle zwar weitestgehend identisch sein, jedoch leistet auch die oben erwähnte einfache Füllstandsregelung – abgesehen von den hochtransienten Vorgängen – einen ausreichend konstanten Trommelwasserstand. Außerdem sind die genauen Vorgänge in der Trommel uninteressant für die Ergebnisse, solange der Druck und Flüssigkeitsstand konstant sind, sodass der einfachen Füllstandsregelung der Vorzug gegeben wird.

Die Regelung des Trommeldrucks wird durch einen PI-Regler implementiert. Dieser vergleicht den Ist-Druck mit einem Sollwert und stellt ein Ventil, dass die Dampfentnahme aus der Trommel reguliert.

### 3.7 Anfangs- und Randbedingungen

Der Rauchgasstrom der Gasturbine, die dem Abhitzedampferzeuger vorgeschaltet ist, wird als Randbedingung modelliert. Der zeitliche Verlauf der Rauchgastemperatur und des Rauchgasmassenstroms, wie er auch von Walter für seine Simulationen festgelegt wurde, ist Abbildung 3.3 zu entnehmen. Aus den Diagrammen geht hervor, dass der Gasmassenstrom nach etwa 350 Sekunden einen stationären Zustand erreicht hat. Das bedeutet jedoch nicht zwangsläufig, dass auch der Wasser-Dampfkreislauf kein transientes Verhalten mehr aufweist.

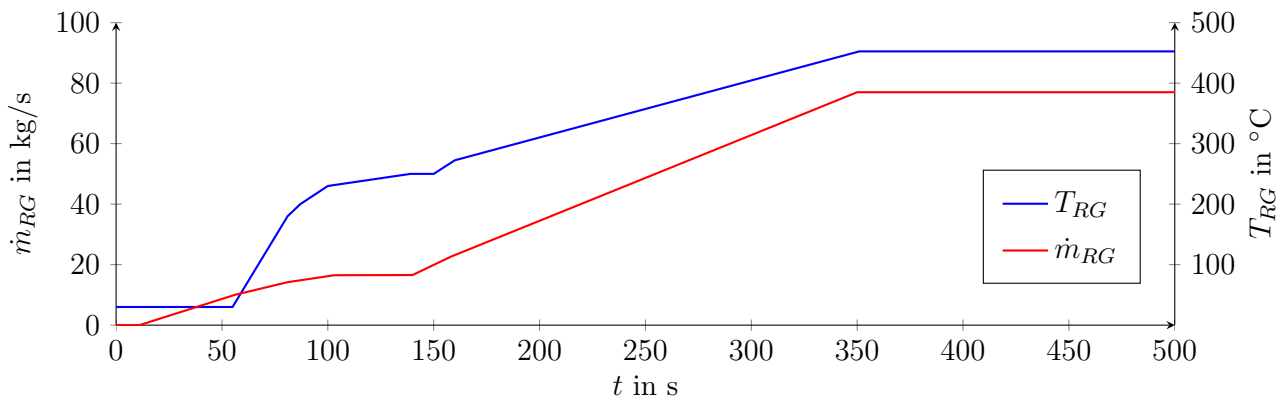


Abbildung 3.3.: Zeitabhängige Randbedingungen für das Rauchgas (Walter 2006)

Für die Rauchgaszusammensetzung wurden folgende, typische Werte unter Zugrundelegung einer Luftzahl von etwa  $\lambda_L \approx 1,5$  angenommen (Lechner 2006):

$$\begin{aligned}
 \xi_{\text{CO}_2} &\approx 7 \% \text{ Vol.} \\
 \xi_{\text{O}_2} &\approx 6 \% \text{ Vol.} \\
 \xi_{\text{H}_2\text{O}} &\approx 13 \% \text{ Vol.} \\
 \xi_{\text{N}_2} &\approx 74 \% \text{ Vol.}
 \end{aligned}$$

Für die Speisewasserzufuhr in die Trommel wird ein Wasserstrom unter  $p = 20 \text{ bar}$  und  $T = 195 \text{ °C}$  festgelegt. Der ausgespeiste Frischdampf aus der Trommel hat per Randbedingung einen Druck von

---

$p = 14 \text{ bar}$  und  $T = 195 \text{ °C}$  und besteht aus reinem, gesättigten Dampf.

Für den Startzustand des Systems zu Simulationsbeginn wurden einige Anfangsbedingungen in Anlehnung an Walter definiert. Diese beinhalten, dass zu Beginn kein Umlauf stattfindet und der Verdampfer mit Wasser gefüllt ist, das eine Temperatur entsprechend der Sättigungstemperatur bei Trommeldruck aufweist. Außerdem ist die Druckverteilung durch den statischen Druck infolge geodätischer Höhe gegeben. Unter Annahme dieser Anfangsbedingungen kann ein schneller Warmstart simuliert werden (Walter 2006).

## 4 Simulation

In diesem Kapitel werden die Simulationsergebnisse des in Kapitel 3 erläuterten Modells diskutiert und mit den Resultaten von Walter verglichen. In den folgenden Diagrammen sind die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit als durchgezogene Linien dargestellt, diejenigen Walters durch punktierte Linien.

Nach einer grundlegenden Ergebnisdiskussion soll in Anlehnung an Walter eine Parameteranalyse vorgenommen und Vergleiche mit den Ergebnissen Walters angestellt werden. Gründe für auftretende Abweichungen werden dann in Kapitel 5 diskutiert. Die herangezogenen Vergleichsergebnisse Walters sind in der Literatur verfügbar (Walter u. a. 2005, Walter u. Linzer 2006a, Walter 2006; 2007).

### 4.1 Ergebnis der Simulation

Zunächst wurde das Modell in der Standardkonfiguration simuliert. Es wurde eine Zeit von 2000 Sekunden simuliert, was in der Standardkonfiguration 582 Sekunden Echtzeit in Anspruch nahm. Die zugrundeliegenden Systemparameter sind in Anhang A zusammengefasst.

Abbildung 4.1 zeigt die Massenströme durch das Fallrohr, den Eintritt in die Ebenen 1 und 4 sowie den Dampfmassenstrom im Steigrohr während des Anfahrvorgangs bis zum Erreichen eines stationären Zustands. Da gegenüber den Ergebnissen Walters das Einsetzen der transienten Vorgänge um etwa 45 bis 50 Sekunden verzögert ist, wurden die in der Abbildung dargestellten Ergebnisse zur besseren Vergleichbarkeit einer zeitlichen Korrektur unterzogen. Die zeitliche Abweichung ist beispielsweise dadurch zu erklären, dass in den Anfangsbedingungen Ableseunsicherheiten gegenüber den Ansätzen Walters vorliegen. Darüber hinaus besteht auch der Verdacht, dass APROS intern zeitliche Verzögerungen bei Beginn der zeitabhängigen Randbedingungen erzeugt.

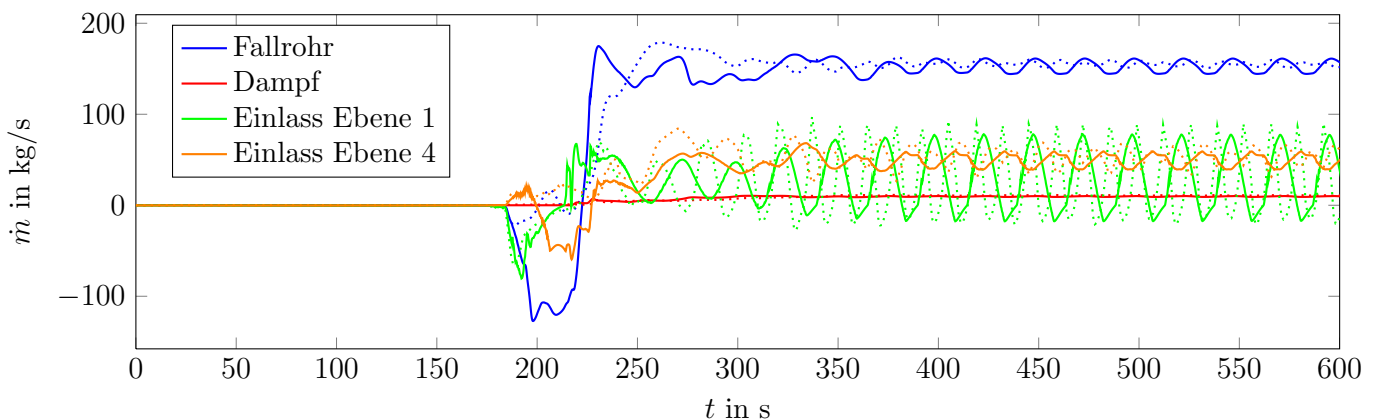


Abbildung 4.1.: Massenströme an verschiedenen Punkten im Dampferzeuger

Erkennbar ist, dass nach etwa 190 Sekunden ein transientes Verhalten des Dampferzeugers eintritt. Davor sind die Rauchgastemperatur und der Rauchgasmassenstrom so gering, dass eine Wärmeübertragung vom Arbeitsmedium in das Rauchgas auftritt. Dementsprechend findet quasi kein Umlauf statt. Mit wachsendem Rauchgasmassenstrom und wachsender Rauchgastemperatur wird nun ab etwa  $t = 190$  s die Wärmeübertragung umgekehrt, sodass Verdampfung im am stärksten beheizten Rohrbündel in der Ebene 1 stattfindet. Durch die eintretende Verdampfung in der ersten Rohrebene und die damit verbundene Volumenvergrößerung wird Wasser sowohl am Einlass als auch am Auslass ausgestoßen. Dementsprechend

wird Fluid sowohl im Fall- als auch im Steigrohr in Richtung der Trommel gedrückt. Das ist in Abbildung 4.1 am negativen Massenstrom durch das Fallrohr in der Startphase erkennbar. Mit dem Verdampfungsbeginn in den anderen sieben Verdampferebenen wird das in den Siphon gedrückte Medium spezifisch zunehmend leichter. Daraus folgt, dass im Siphon eine anwachsende Auftriebskraft entsteht, die der Strömung in Richtung Trommel entgegenwirkt. Dies resultiert schließlich bei etwa  $t = 230$  s in einer starken Strömungsumkehr. Entsprechend dieser Strömungsumkehr im Fallrohr tritt auch Strömungsumkehr in den Einlässen der Verdampferroherebenen auf.

Nach diesen stark transienten Vorgängen stellen sich in allen Rohren Schwingungen in den Massenströmen ein, die unterschiedliche Amplituden aufweisen. Diese sind nach etwa 400 Sekunden ausgebildet und quasi-stationär. Zu beachten ist, dass im Rahmen der Schwingungen eine regelmäßige Strömungsumkehr im Einlass der Verdampferebene 1 stattfindet. Dadurch kann die Kühlung der Rohrwände zeitweise so gering werden, dass eine Siedekrise stattfindet und thermisches Versagen des Rohres eintritt.

Es ist ablesbar, dass die Massenströme mit einer Periode von 24 s und somit einer Frequenz von  $(24 \text{ s})^{-1} \approx 0,04 \text{ Hz}$  oszillieren. Diese niedrige Frequenz spricht zunächst für das Vorliegen einer Druckverlustinstabilität. Da jedoch die Amplituden in den Schwingungen groß sind und zudem kein kompressibles Volumen vor den beheizten Rohren vorhanden ist<sup>1</sup>, wird davon ausgegangen, dass es sich bei der vorliegenden Instabilität um Dichtewellenoszillationen (DWO) handelt. Dass für die gegebene Situation die Frequenzen von DWO durchaus wesentlich niedriger als die für DWO typische Frequenz von 1 Hz sein kann, zeigt Formel (2.5). Wird diese beispielsweise auf den ersten Rohrstrang, also die Ebenen 1 und 7, angewendet, ergibt sich:

$$f_{DWO} = \frac{\dot{m}_{E7}}{n_{\text{Rohr}} \cdot \pi r_{i,E7}^2 \cdot l_{E7} \cdot \bar{\varrho}} = \frac{50 \frac{\text{kg}}{\text{s}}}{70 \cdot \pi \cdot (20.95 \text{ mm})^2 \cdot 20 \text{ m} \cdot 452 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}} \approx 0,03 \text{ Hz}$$

Hierbei wurde für die mittlere Dichte  $\bar{\varrho}$  der Mittelwert zwischen der Dichte am Eingang  $\varrho_{\text{ein}} = 870 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  und am Austritt der Ebene 7,  $\varrho_{E7,\text{aus}} = 34 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ <sup>2</sup>, bestimmt zu  $\bar{\varrho} = 452 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ .

Darüber hinaus lässt sich in Anlehnung an Walter eine tiefere Klassifizierung der DWO nach Fukuda und Kobori vornehmen (Walter 2006, Fukuda u. Kobori 1979). Hierfür sind die dimensionslosen Kennzahlen  $N_{\text{sub}}$  und  $N_{\text{pch}}$  nach den in Abschnitt 2.4.3.2 angegebenen Korrelationen zu berechnen. Während die Unterkühlungszahl  $N_{\text{sub}}$  für alle Rohrstränge gleich ist<sup>3</sup>, muss die Phasenwechselzahl  $N_{\text{pch}}$  wegen der Abhängigkeit vom übertragenen Wärmestrom für jeden Rohrstrang gesondert berechnet und dann gemäß

$$\bar{N}_{\text{pch}} = \frac{\sum_{i=1}^4 N_{\text{pch},i} \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^4 \dot{m}_i} \quad (4.1)$$

gemittelt werden (Walter 2006). Zur Berechnung der Kennzahlen wurden die Korrelationen nach den Formeln (2.6) und (2.7) herangezogen. Die Ergebnisse für die Phasenwechselzahlen und die zugehörigen (mittleren) Massenströme sind Tabelle 4.1 zu entnehmen. Mit der entsprechenden Mittelung nach Formel (4.1) erhält man für die mittlere Phasenzahl  $\bar{N}_{\text{pch}} = 7,85$ . Zusammen mit der Unterkühlungszahl, für die sich  $N_{\text{sub}} = 0,44$  ergibt, lässt sich wegen  $N_{\text{pch}} \gg N_{\text{sub}}$  der Typ der vorliegenden DWO als Typ II klassifizieren (vergleiche Abbildung 2.9).

<sup>1</sup> Genau dies ist eine notwendige Bedingung für das Auftreten von Druckverlustinstabilitäten, wie in Abschnitt 2.4.3.5 erläutert wurde.

<sup>2</sup> Dieser Stoffwert basiert auf der Kenntnis des mittleren Dampfgehalts am Austritt von Ebene 7:  $\bar{x}_{E7} \approx 18\%$

<sup>3</sup> Dies ist dadurch zu begründen, dass die Enthalpie am Eintritt  $h_{\text{ein}}$  in jeden Rohrstrang gleich ist, da alle Rohrstränge in den gleichen Sammler münden

Rohrstrang $i$	Phasenwechselzahl $N_{pch,i}$	Massenstrom $\dot{m}_i$ in kg/s
1	13,73	32,5
2	8,54	37,5
3	7,2	40,375
4	3,84	49,15

Tabelle 4.1.: Phasenwechselzahl und Massenstrom für jeden der vier Rohrstränge

Da die Wärmezufuhr im stationären Zustand der Randbedingungen konstant ist (siehe Abschnitt 3.7), stellen sich als direkte Folge der Massenstromschwingungen auch Schwingungen in den Dampfgehalten ein. Diese sind in Abbildung 4.3 aufgetragen. Andererseits sind jedoch auch die Schwingungen des Dampfgehalts teilweise für die Massenstromschwingungen mitverantwortlich. Anhand dieser Überlegungen wird klar, dass die physikalischen Mechanismen von Strömungsinstabilitäten meist aus mehreren Einzelmechanismen bestehen, die auf komplexe Weise miteinander in Wechselwirkung stehen. Für eine detailliertere Betrachtung der vorliegenden physikalischen Mechanismen sei auf Abschnitt 2.4.3.2 verwiesen. Aus Abbildung 4.3 wird auch deutlich, dass die Wärmeaufnahme in den verschiedenen Verdampferebenen stark differiert. Dies ist eine direkte Konsequenz der Anordnung der Wärmetauscher im Rauchgas-Kanal: Auf dem Weg durch den Abhitzedampferzeuger kühlt sich das Rauchgas infolge der Wärmeabgabe stark ab, sodass die weiter stromabwärts liegenden Verdampferebenen weniger Wärme aufnehmen. Dementsprechend ist das Rohrbündel, das die Ebenen 1 und 7 bildet, am stärksten beheizt und weist einen mittleren Dampfgehalt von etwa 18 % auf. Das am schwächsten beheizte Rohrbündel hingegen wird von den Verdampferebenen 4 und 6 repräsentiert und weist einen mittleren Dampfgehalt von etwa 2,8 % auf. Die stark inhomogene Wärmezufuhr ist mit verantwortlich für das Auftreten der Schwingungen, da durch die unterschiedlichen Dampfgehalte unterschiedliche zweiphasige Druckverluste in den einzelnen Ebenen entstehen. Nach Abschnitt 2.4.3.2 ist ein hoher zweiphasiger Druckverlust mit unterschiedlicher Größe in parallelen Rohrsträngen ein potentiell zu Strömungsinstabilitäten führender Umstand.

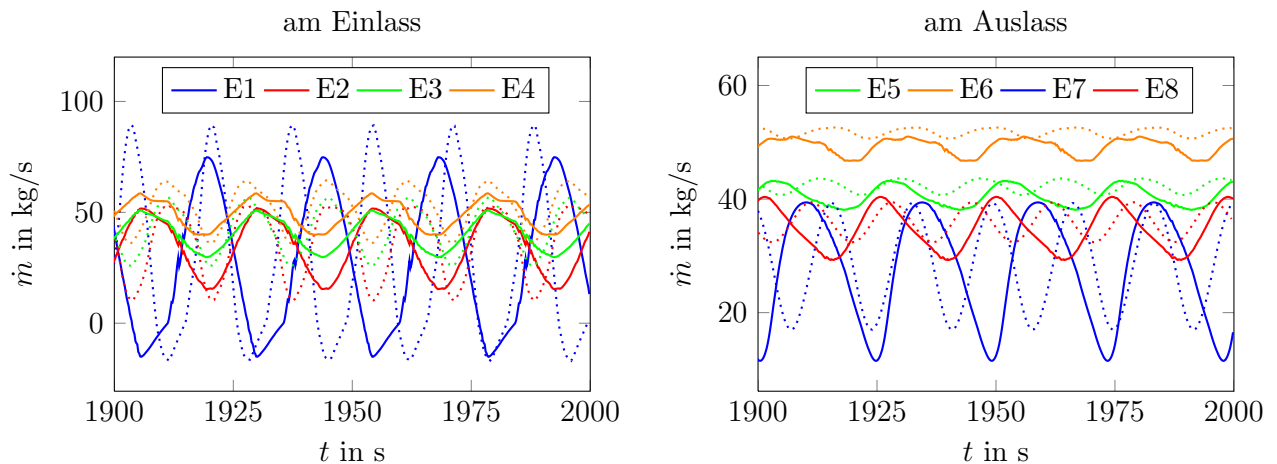


Abbildung 4.2.: Massenströme in den 8 Ebenen des Dampferzeugers. Massenströme aus zusammenhängenden Ebenen sind in der gleichen Farbe dargestellt.

Abbildung 4.2 zeigt die Massenströme durch die vier Einlässe (links) und die vier Auslässe (rechts). Es sei nochmals erwähnt, dass die Ergebnisse Walters in punktierten Linien dargestellt sind. Zu beachten ist weiterhin, dass die Ebenen 1 und 7, 2 und 8, 3 und 5 sowie 4 und 6 entsprechend Abbildung 3.1 jeweils aus dem gleichen Verdampferrohrbündel bestehen. Unter dieser Voraussetzung ist erkennbar, dass eine DWO entlang eines Rohrstranges gedämpft wird, wie beispielsweise aus dem Vergleich von den Massenströmen durch die Ebenen 1 und 7 folgt. Weiter lässt sich anhand von Abbildung 4.2 nachvollziehen, dass es aufgrund der unterschiedlichen Zweiphasendruckverluste zu unterschiedlichen Phasenverschiebungen

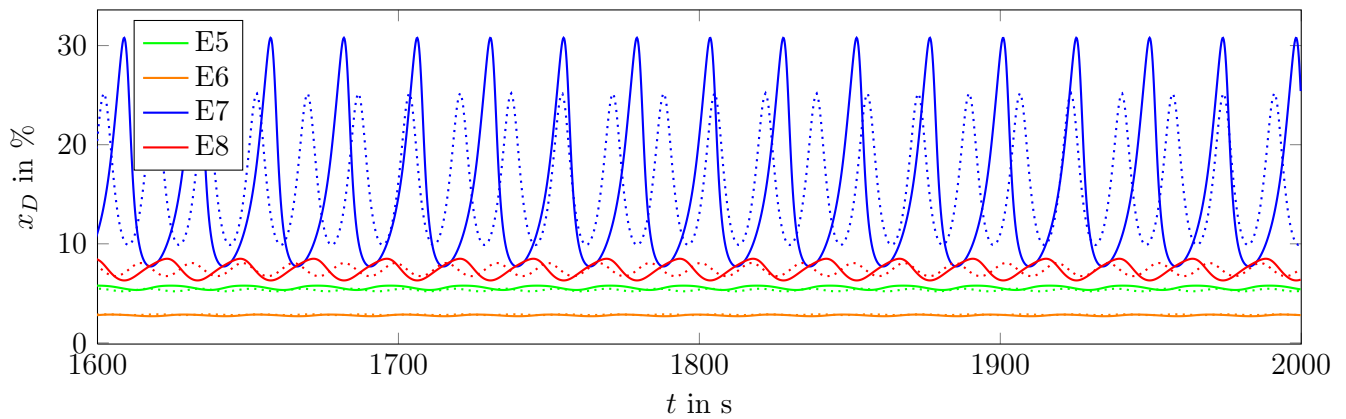


Abbildung 4.3.: Dampfgehalte an den Auslässen der Verdampferrohrbündel.

zwischen den Schwingungen in den einzelnen Rohrebenen sowie zu unterschiedlich starken Amplituden kommt. Durch die unterschiedlichen Dampfgehalte sind die Amplituden in den schwächer beheizten Verdampferebenen geringer.

Der produzierte Dampfmassenstrom ist trotz der Schwingungen, denen das ganze Verdampfersystem unterliegt, näherungsweise konstant, wie aus Abbildung 4.1 hervorgeht. Zu erklären ist dies dadurch, dass der gesamte Dampfmassenstrom sich aus der Superposition der einzelnen Dampfmassenströme in den Auslässen der Ebenen 5 bis 8 ergibt. Dadurch, dass diese Dampfmassenströme ohnehin schon gegenüber denen in den Einlässen gedämpft sind (vergleiche Abbildung 4.2) und dass diese Schwingungen auch noch phasenverschoben sind, ist deren Überlagerung nur schwach oszillatorisch.

Im Vergleich zu den Ergebnissen Walters lässt sich generell festhalten, dass qualitative Zusammenhänge durch die Ergebnisse dieser Arbeit gut wiedergegeben werden. Anhand der Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 ist erkennbar, dass die generellen Verläufe der Massenströme und Dampfgehalte denen von Walter relativ gut entsprechen. Jedoch gibt es einige quantitative Abweichungen, die im Folgenden näher beschrieben werden sollen.

Besonders deutlich wird dies anhand des Massenstroms durch das Fallrohr (Abbildung 4.1). Es ist klar ersichtlich, dass dieser in der stark transienten Phase von etwa  $t = 190$  s bis  $t = 300$  s ein anderes Verhalten als bei Walter aufweist. Insbesondere die Rückströmung im Fallrohr fällt wesentlich stärker aus, als dies in den Vergleichsergebnissen der Fall ist. Trotz dieser Abweichung findet die Strömungsumkehr des Massenstroms durch das Fallrohr nahezu zum gleichen Zeitpunkt statt wie in den Ergebnissen Walters. Dies gilt jedoch leider nicht für die Strömungen durch die anderen Teile des Verdampfers. Hier finden in den Simulationsergebnissen der vorliegenden Arbeit sogar teilweise Rückströmungen statt, die in den Vergleichsergebnissen nicht vorhanden sind.

Darüber hinaus dauert es im Vergleich zu den Resultaten Walters etwas länger, bis sich die Dichtewellenoszillationen (DWO) auf den quasistationären, oszillatorischen Zustand eingestellt haben. Dies ist besonders gut anhand des Massenstroms am Einlass in die Ebene 1 (Abbildung 4.1) erkennbar. Weiterhin sind Unterschiede in den Amplituden der Oszillationen erkennbar, wohingegen die Mittelwerte der Massenströme im Großen und Ganzen relativ gut mit denen aus Walters Simulationen übereinstimmen, wie nicht nur aus Abbildung 4.1, sondern auch aus den Abbildungen 4.2 und 4.3 folgt. Die Abweichungen in den Amplituden liegen teilweise nicht mehr im numerisch tolerierbaren Rahmen, wie beispielsweise der Dampfgehalt am Auslass der Ebene 7 (Abbildung 4.3) zeigt. Hier weist die Amplitude der Oszillation etwa eine Abweichung von 50 % zum Vergleichswert auf.

Weiter unterscheidet sich auch die Frequenz der DWO von den Resultaten Walters. So ist etwa in Abbildung 4.2 erkennbar, dass der Massenstrom durch den Einlass der Ebene 1 etwas weniger frequent schwingt als bei Walter. Außerdem sind auch die berechneten Werte für die Phasenwechselzahl und die Unterkühlungszahl etwa um den Faktor 2 höher ausgefallen als bei Walter. Dies hat zwar keinen gene-



rellen Einfluss auf die Klassifizierung der DWO, allerdings zeigen diese beiden Parameter dennoch eine hohe Abweichung gegenüber den Werten Walters.

Bevor nun die Ergebnisse der durchgeführten Parameterstudie präsentiert werden, soll final noch die Güte der implementierten Druck- und Wasserstandsregelung in der Trommel untersucht werden. Hierfür sind der Trommeldruck  $p_{Tr}$  sowie der Wasserstand  $z_{W,Tr}$  in der Trommel in Abbildung 4.4 dargestellt.

Es ist erkennbar, dass die Regelung des Trommeldrucks zuverlässig arbeitet. Einzig im engen Zeitbereich der stark transienten Vorgänge treten geringe Abweichungen im Druck auf, was durch die großen Rückströmungen zu erklären ist. Diese Abweichungen werden hingegen schnell wieder ausgegeregelt. Bei genauerer Betrachtung lässt sich eine geringe Schwingung des Drucks mit einer Amplitude von etwa 15 mbar feststellen, die durch die oszillierende Massenzu- und abfuhr in bzw. aus der Trommel zu erklären ist.

Anders verhält es sich bei der Füllstandsregelung der Trommel. Aus Abbildung 4.4 geht hervor, dass während des Anfahrvorgangs die Trommel schnell mit Wasser gefüllt wird. Dies ist ein Resultat der Tatsache, dass bei Verdampfungsbeginn Wassermassen sowohl durch das Fallrohr als auch durch das Steigrohr in Richtung Trommel gedrückt werden. Wegen des relativ trägen Verhaltens der Trommel bezüglich ihres Füllstandes<sup>4</sup> dauert es etwa 1000 Sekunden, bis der Wasserstand wieder auf den Sollwert abgebaut wurde. Danach kann aber der Wasserstand auf dem Sollwert  $z_{W,Tr,Soll} = 1\text{ m}$  gehalten werden, wobei jedoch oszillatorische Abweichungen um diesen Sollwert entstehen, die aus dem Schwingungscharakter der Massenströme in und aus der Trommel resultieren.

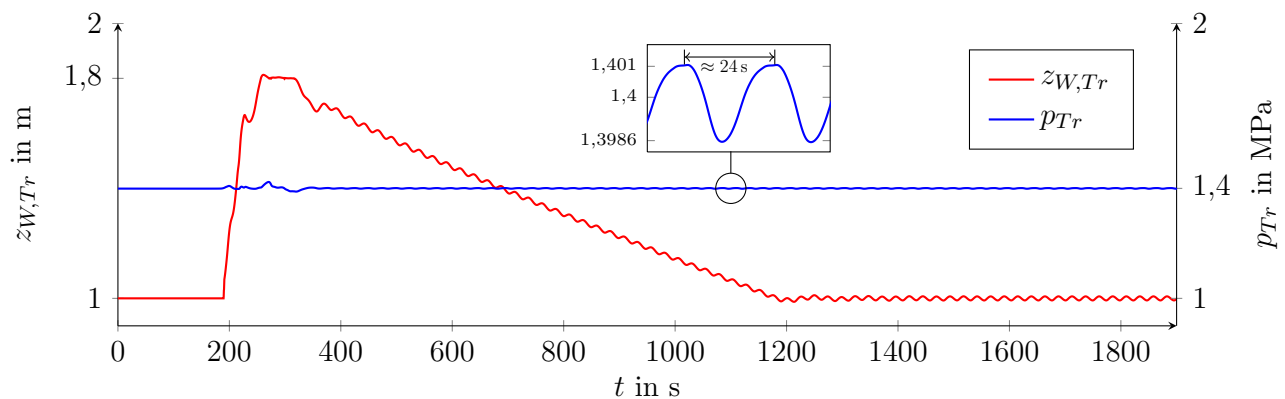


Abbildung 4.4.: Druck und Wasserstand in der Trommel

## 4.2 Parameterstudie

Nach dieser grundlegenden Ergebnisdiskussion wird nun im Folgenden eine Parameterstudie vorgenommen, wie dies auch Walter getan hat (Walter u. a. 2005, Walter u. Linzer 2006b, Walter 2006; 2007). Hierbei sollen auch Abweichungen zwischen diesen Ergebnissen und denjenigen Walters beschrieben werden. Mögliche Gründe für diese Abweichungen werden in Kapitel 5 geliefert. Dabei ist zu beachten, dass abgesehen von den jeweiligen Parametervariationen stets die Modellparameter der Standardkonfiguration (vergleiche Anhang A) beibehalten wurden.

### 4.2.1 Einfluss des Betriebsdrucks

Wie bereits in Kapitel 2.4.3.2 ausführlich erläutert, hat der Druck nicht nur einen signifikanten Einfluss auf das stationäre Verhalten des Naturumlaufsystems, sondern ist ein ebenso bestimmender Faktor von

<sup>4</sup> Der Wasserstand hat ein zeitlich integrierendes Verhalten.



Strömungsinstabilitäten. Daher soll hier der Einfluss des Betriebsdrucks im Rahmen der Simulation untersucht werden.

Abbildung 4.5 zeigt die Simulationsergebnisse für die unterschiedlichen Trommeldrücke 10 bar, 14 bar, 18 bar und 20 bar. Zusätzlich zum erhöhten statischen Trommeldruck liegt im Verdampferrohrsystem auch ein höherer Druck infolge der Schwerkraftwirkung vor. Erkennbar ist, dass ein erhöhter Systemdruck stabilisierend auf das Naturumlaufsystem einwirkt. Die physikalischen Gründe hierfür wurden bereits in Kapitel 2.4.3.2 dargelegt. Weiter ist aus der Abbildung ersichtlich, dass bei niedrigeren Systemdrücken die Schwingungsform zunehmend weniger sinusförmig wird. Schließlich lässt sich anhand der Simulationsergebnisse festhalten, dass für das modellierte Naturumlaufsystem die Stabilitätsgrenze zwischen 14 und 18 bar liegt. Dieses Ergebnis weicht etwas von der von Walter gefundenen Stabilitätsgrenze ab. Bei dessen Untersuchungen wies das System auch bei  $p = 18$  bar noch oszillatorisches Verhalten auf. Erst ab  $p = 20$  bar konnte hier ein stabiles Systemverhalten gezeigt werden. Weiterhin ist erkennbar, dass bei den Resultaten Walters die Massenstromschwingungen im Fallrohr bei 10 bar wesentlich stärker von der Sinusform abweichen als in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen.

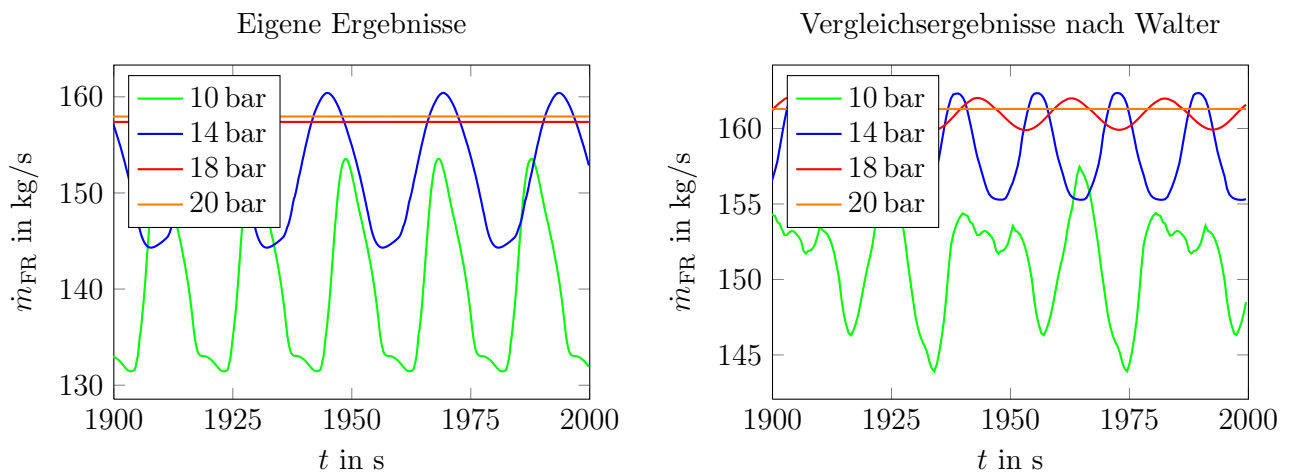


Abbildung 4.5.: Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Trommeldrücken.

Zu beachten ist auch, dass für niedrigere Systemdrücke die Oszillationen nur sehr langsam oder gar nicht abklingen (Abbildung 4.1). Mit steigenden Drücken sinkt auch die Zeit, nach der die Oszillation abgeklungen ist. Diesen Sachverhalt verdeutlicht Abbildung 4.6, in der die zeitlichen Verläufe des Massenstroms durch das Fallrohr für Drücke von  $p = 14$  bar und  $p = 18$  bar dargestellt sind.

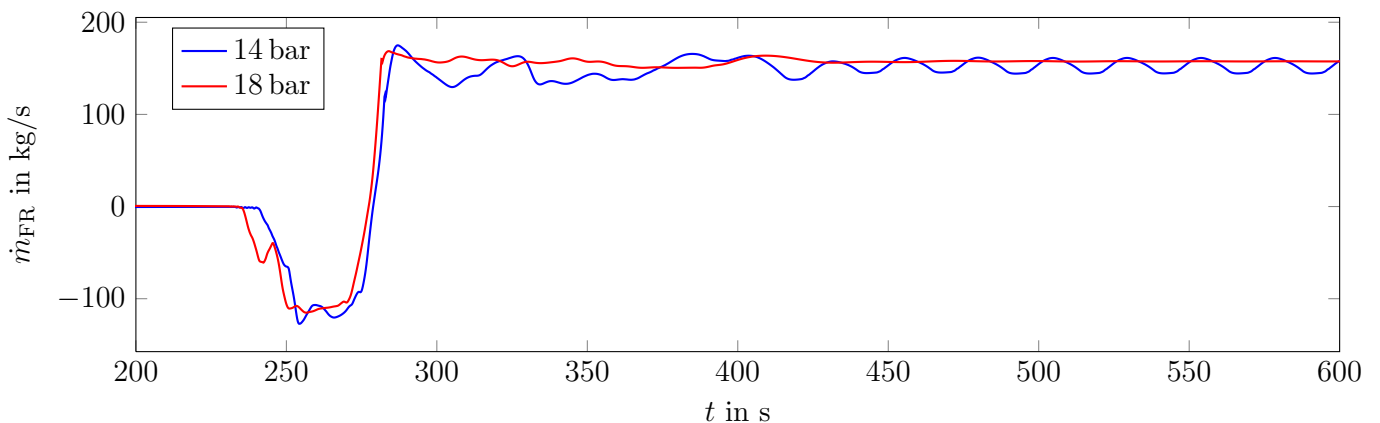


Abbildung 4.6.: Einschwingvorgänge im Fallrohr bei verschiedenen Trommeldrücken.

## 4.2.2 Einfluss der Rohrrauigkeit

In Kapitel 2.4.3.2 wurde diskutiert, in wie fern die Rauigkeiten in den verschiedenen Rohren des Naturumlaufsystems einen Einfluss auf dessen Stabilität haben. Dementsprechend werden im Folgenden verschiedene Kombinationen von Rauigkeitsvariationen und deren Effekte diskutiert.

Zunächst wurde, ausgehend vom Standardwert  $k = 0,01 \text{ mm}$ , die Rohrrauigkeit in allen in Rohren des Verdampfers verdoppelt und halbiert. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

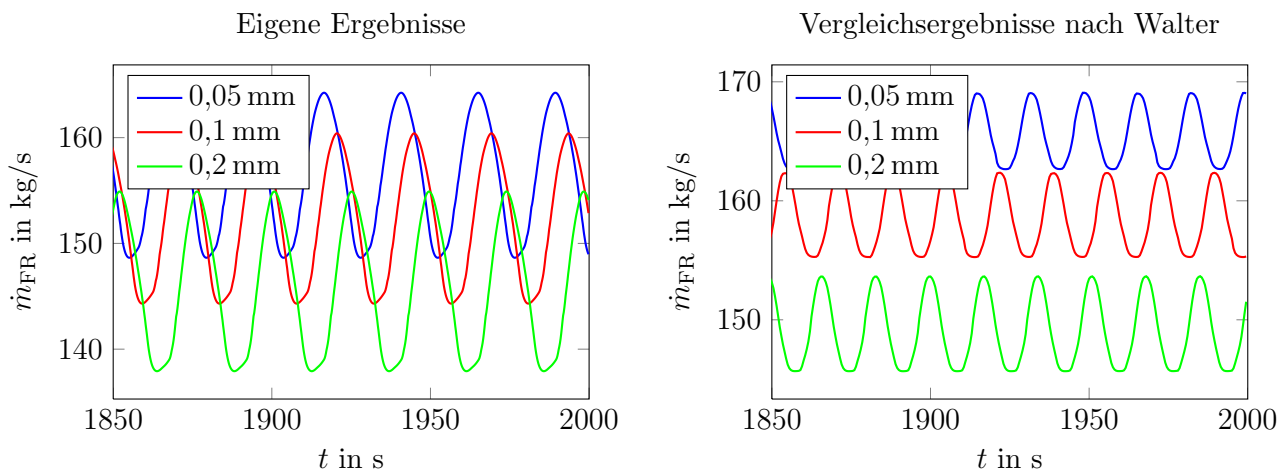


Abbildung 4.7.: Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Rohrrauigkeiten  $k$  im gesamten Verdampfer.

Die Variationen der Rauigkeit in allen Rohren gleichzeitig hat offenbar keinen großen Einfluss auf die Stabilität des Verdampfers. Während die Massenströme im Mittel zwar entsprechend dem höheren Reibungsdruckverlust infolge größerer Rauigkeit kleiner werden, weisen die Amplituden der Oszillation keine nennenswerten Veränderungen auf. Das liegt daran, dass durch die Veränderung der Rauigkeit in allen Rohren des Verdampfers sowohl der Reibungsdruckverlust im Einphasengebiet als auch derjenige im Zweiphasengebiet in ähnlichem Maße beeinflusst werden. Genauere Ausführungen zu den physikalischen Hintergründen sind in Kapitel 2.4.3.2 zu finden.

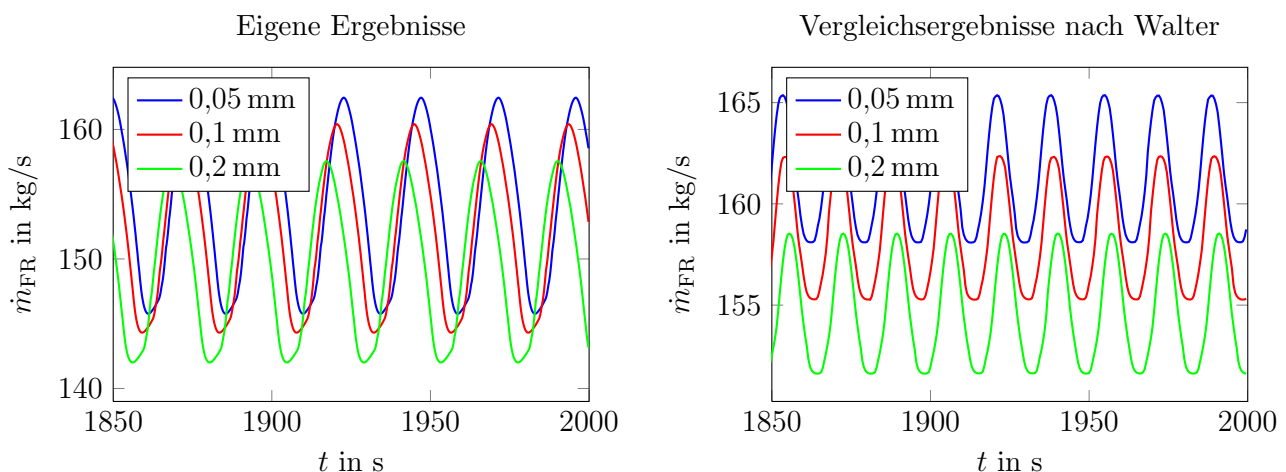


Abbildung 4.8.: Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Rohrrauigkeiten  $k_{FR}$  im Fallrohr.

In einem weiteren Schritt wurde ausschließlich die Rauigkeit des Fallrohrs gegenüber der Standardkonfiguration variiert. Abbildung 4.8 zeigt die Ergebnisse der entsprechenden Simulationen. Es ist erkennbar, dass auch in dieser Konfiguration eine Variation der Rohrrauigkeit nur sehr geringe Auswirkungen auf

die Dichtewellenoszillation hat. Dies liegt, wie bereits in Kapitel 2.4.3.2 erläutert, mitunter darin begründet, dass der Reibungsdruckabfall im Fallrohr im Einphasengebiet liegt und dementsprechend nur von geringerer Wichtigkeit für die Instabilität ist. Außerdem ist wegen  $\Delta p_{\text{Reib}} \sim k$  die Änderung des Druckabfalls nicht von signifikanter Größe.

Abschließend wurde ebenfalls der Einfluss der Rohrrauigkeit in den Verdampferrohren untersucht, wobei die Rauigkeit in allen anderen Rohren unverändert blieb. Die entsprechenden Simulationsergebnisse sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

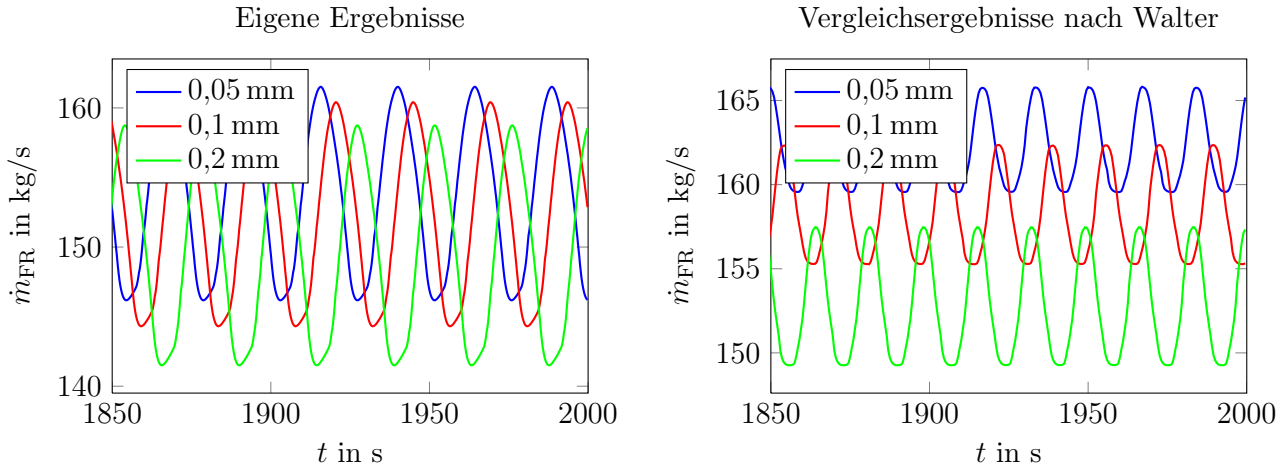


Abbildung 4.9.: Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Rohrrauigkeiten  $k_{\text{VR}}$  in den Verdampferrohren.

Bei genauerem Hinsehen ist erkennbar, dass durch eine geringere Rauigkeit in den Verdampferrohren auch die Schwingungsamplitude der DWO in geringem Maße gedämpft wird. In den vorliegenden Ergebnissen kann beispielsweise die Schwingbreite der Oszillation bei einem Wechsel von  $k_{\text{VR}} = 0,2 \text{ mm}$  auf  $k_{\text{VR}} = 0,05 \text{ mm}$  um  $1,8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  vermindert werden, was etwa einer Verringerung um 10 % entspricht.

Im Vergleich zu den Ergebnissen Walters lässt sich sagen, dass die Resultate der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen qualitativ gute Ergebnisse liefern. Da jedoch, wie bereits in Abschnitt 4.1 erläutert, Abweichungen in den Amplituden der Massenstromoszillationen vorliegen, unterliegen auch die Auswirkungen von Rauigkeitsvariationen Abweichungen. So liegt beispielsweise bei einer Rauigkeitsreduktion in den Verdampferrohren von  $k_{\text{Verd}} = 0,2 \text{ mm}$  auf  $k_{\text{Verd}} = 0,05 \text{ mm}$  bei den Resultaten Walters eine Verringerung der Schwingbreite um  $2,2 \frac{\text{kg}}{\text{s}} \hat{=} 25 \%$  vor. Mögliche Gründe für diese Abweichungen werden in Kapitel 5 geliefert.

### 4.2.3 Einfluss des Fallrohrdurchmessers

Ähnlich wie die Rohrrauigkeit hat auch der Durchmesser einen Einfluss auf den Reibungsdruckabfall. Wie gezeigt wurde, hat die Rauigkeit im Fallrohr nur schwache Auswirkungen auf die Stabilität des Dampferzeugers. Jedoch kann über eine Durchmesservariation die Systemstabilität weitaus stärker beeinflusst werden, denn  $\Delta p_{\text{Reib}} \sim d^{-3}$ . Aus diesem Grund wird trotz der bereits erfolgten Untersuchung einer Rauigkeitsänderung im Fallrohr auch dessen Durchmesser variiert. Die Simulationsergebnisse für den Durchmesser  $d = 168,3 \times 4,5 \text{ mm}$  der Standardkonfiguration sowie für die modifizierte Fallrohrgeometrie  $d = 219,1 \times 6,3 \text{ mm}$  sind in Abbildung 4.10 dargestellt.

Anhand der vorliegenden Ergebnisse ist erkennbar, dass in dem in APROS simulierten Modell die Oszillationen mit wachsendem Fallrohrdurchmesser relativ stark vergrößert werden. Im Vergleich zu den von Walter präsentierten Ergebnissen (punktierte Verläufe in der Abbildung) ist jedoch eine auffallende quantitative Abweichung im Mittelwert des Fallrohrmassenstroms bei größeren Durchmessern gegeben. Der physikalische Grund für die Zunahme der Instabilität bei wachsenden Fallrohrdurchmessern ist, dass

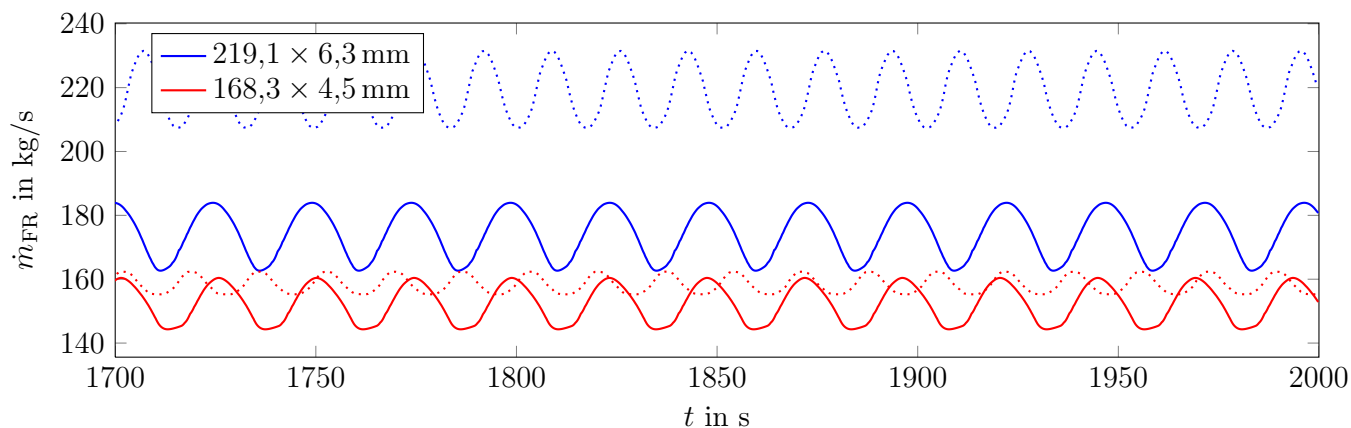


Abbildung 4.10.: Massenströme im Fallrohr bei verschiedenen Fallrohrdurchmessern.

ein höherer einphasiger Druckabfall sich stabilisierend auf das Naturumlaufsystem auswirkt (vergleiche Abschnitt 2.4.3.2).

#### 4.2.4 Einfluss der Trommelhöhe

Die geodätische Höhe der Trommel hat einen direkten Einfluss auf den statischen Druck im Verdampfersystem. Daher wurde die Trommelhöhe einer Untersuchung auf den Einfluss auf die Instabilität des Dampferzeugers unterzogen. Die Simulationsergebnisse für den Fallrohrmassenstrom bei drei verschiedenen Trommelhöhen sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Zu beachten ist, dass diese Trommelhöhen trotz unterschiedlicher Zahlenwerte äquivalent zu den von Walter simulierten Trommelhöhen sind (Walter 2006). Die Abweichungen in den Zahlenwerten kommen dadurch zustande, dass in APROS die Trommelhöhe die geodätische Höhe des Trommelfußpunkts ist, während Walter hierfür die Höhe des Wasserspiegels herangezogen hat.

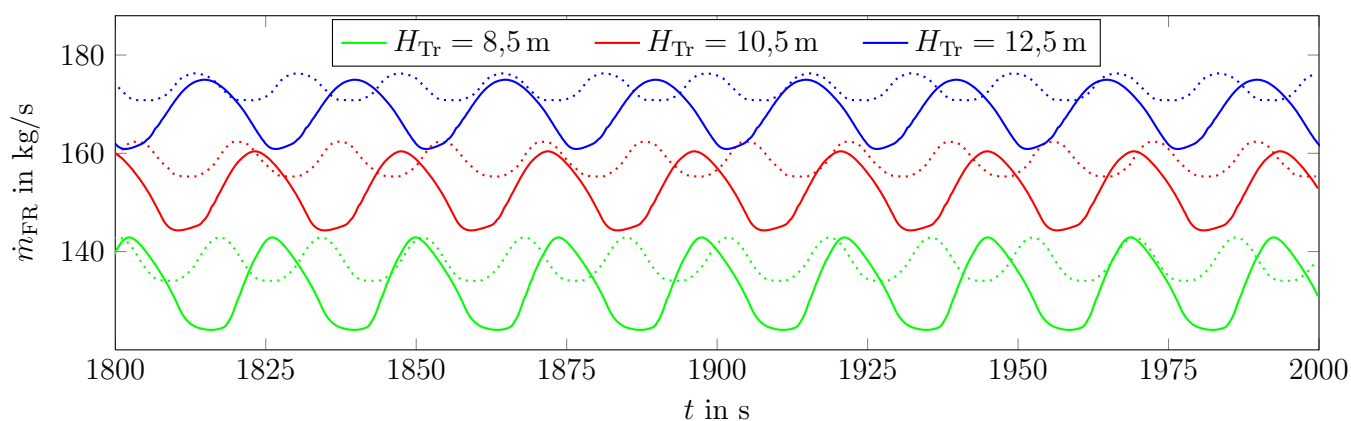


Abbildung 4.11.: Massenströme im Fallrohr bei unterschiedlichen Trommelhöhen.

Aus den Simulationsergebnissen geht hervor, dass für höhere Trommellagen der Umlauf zunimmt, was eine direkte Folge des erhöhten statischen Systemdrucks ist. Weiterhin ist erkennbar, dass die Amplituden der Schwingungen mit zunehmender Trommelhöhe kleiner werden, eine größere Trommelhöhe sich also stabilisierend auf das Umlaufsystem auswirkt. Physikalische Gründe sind in Abschnitt 2.4.3.2 ausführlicher dargelegt worden.

Im Vergleich zu den Ergebnissen Walters lässt sich feststellen, dass abgesehen von den generell etwas

zu großen Amplituden und einer Abweichung im Mittelwert die Einflüsse der Trommelhöhe korrekt widergegeben werden.

#### 4.2.5 Einfluss zusätzlicher Strömungswiderstände

Wie in Abschnitt 2.4.3.2 erläutert, können zusätzliche Strömungswiderstände<sup>5</sup> im Verdampferkreislauf den Umlauf und die Stabilität beeinflussen. Diese Effekte sollen in diesem Kapitel untersucht werden.

Zunächst wurden die Strömungswiderstände am Einlass der Verdampfer variiert. Die entsprechenden Verläufe des Massenstroms im Fallrohr sind in Abbildung 4.12 dargestellt.

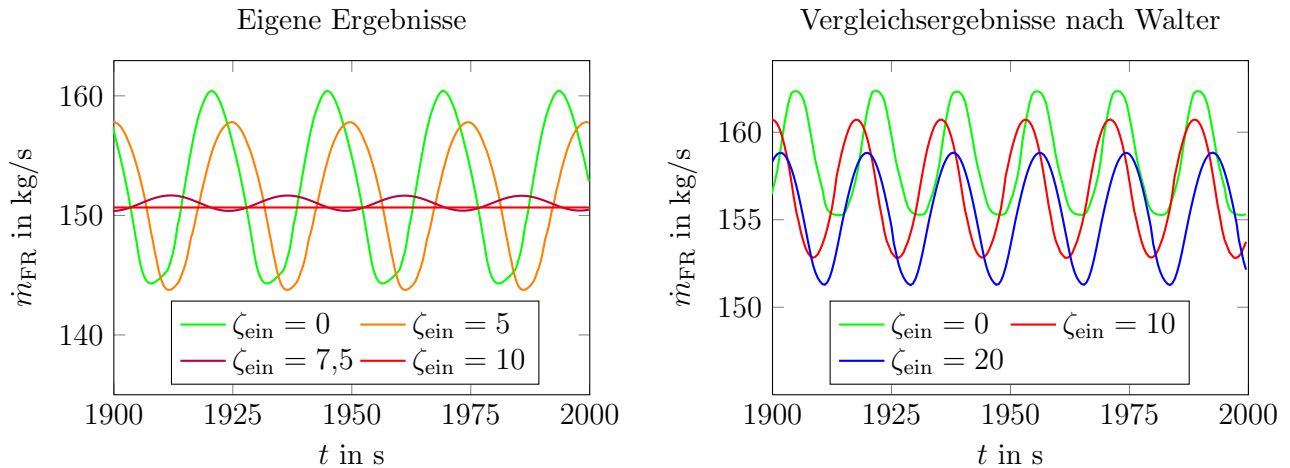


Abbildung 4.12.: Fallrohrmassenstrom bei zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampfereinlass.

Es ist erkennbar, dass die Strömungswiderstände in den Simulationen dieser Arbeit einen starken Einfluss auf die Stabilität des Dampferzeugers haben. Ab einem Formfaktor von etwa 7,5 scheint die Stabilitätsgrenze erreicht zu sein, sodass ein stabiler Umlauf stattfindet. Nach den Ergebnissen Walters hingegen zeigen zusätzliche Formverluste am Einlass keinen signifikanten Einfluss auf die Oszillationen des Massenstroms im Fallrohr. Wie bereits in Abschnitt 2.4.3.2 diskutiert, ist dieses Resultat jedoch irreführend. Da der Massenstrom im Fallrohr die Summe der Einzelmassenströme in den Verdampferebenen repräsentiert, ist der Fallrohrmassenstrom das Produkt von Interferenzen der Massenströme in den einzelnen Rohrsträngen. Da diese jedoch zueinander phasenverschoben sind, kommt es unter den gegebenen Bedingungen in der Summe zu keiner signifikanten Beeinflussung der Oszillation des Gesamtmassenstroms.

Entsprechend dieser Argumentation ist deutlich erkennbar, dass zusätzliche Widerstände am Eingang der Verdampferrohre durchaus eine Dämpfung der DWO bewirken. Dies ist in Abbildung 4.13 erkennbar, die den Massenstrom am Einlass der ersten Verdampferebene bei verschiedenen Strömungswiderständen am Einlass zeigt.

Stellt man einen Vergleich mit den Ergebnissen Walters an, so fällt auf, dass im APROS-Modell bereits bei einem Formfaktor von 10 ein stabiler Umlauf vorliegt, während nach den Resultaten Walters hier noch eine ausgeprägte Oszillation des Massenstroms in der ersten Verdampferebene gegeben ist. Überhaupt scheinen sich zusätzliche Strömungswiderstände im APROS-Modell wesentlich stärker auszuwirken, denn in den Ergebnissen Walters ist selbst bei  $\zeta_{\text{ein}} = 20$  noch immer eine stationäre Schwingung gegeben. Mögliche Gründe für dieses Verhalten werden in Kapitel 5 erläutert.

In einem weiteren Schritt wurde untersucht, wie sich zusätzliche Strömungswiderstände am Auslass der Rohrstränge des Verdampfers auf die Stabilität des Naturumlaufsystems auswirken. Die entsprechenden

<sup>5</sup> Beispielsweise Blenden oder Drosseln

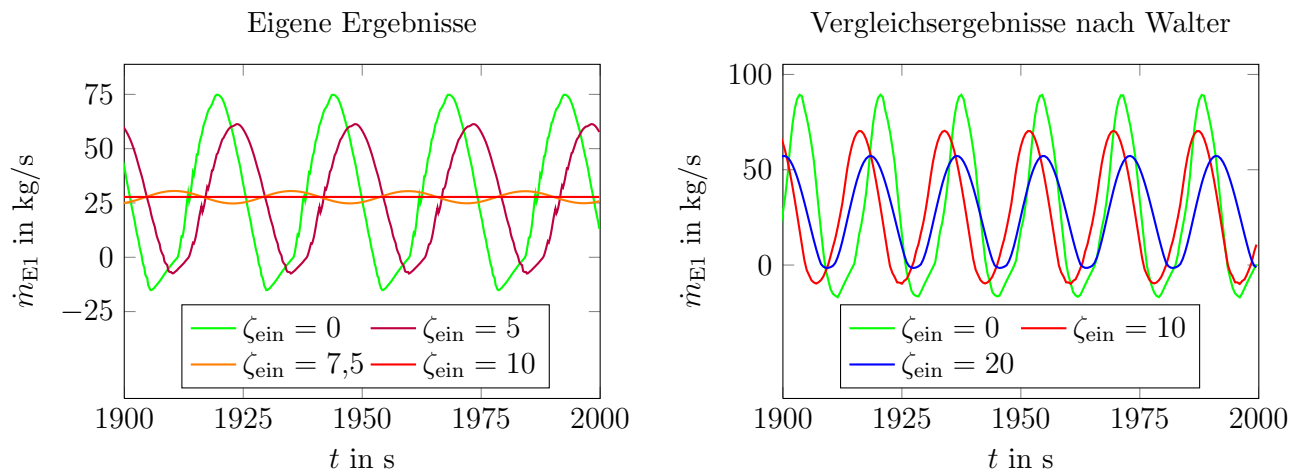


Abbildung 4.13.: Massenstrom durch die erste Verdampferebene bei zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampfereinlass.

Massenströme durch das Fallrohr sind in Abbildung 4.14 abgebildet. Es ist klar erkennbar, dass bei zusätzlichen Auslasswiderständen signifikante negative Auswirkungen auf die Stabilität gegeben sind. Des Weiteren wird deutlich, dass infolge der zusätzlichen Druckverluste im Zweiphasengebiet bei höheren Strömungswiderständen eine nicht mehr sinusförmige Oszillation auftritt.

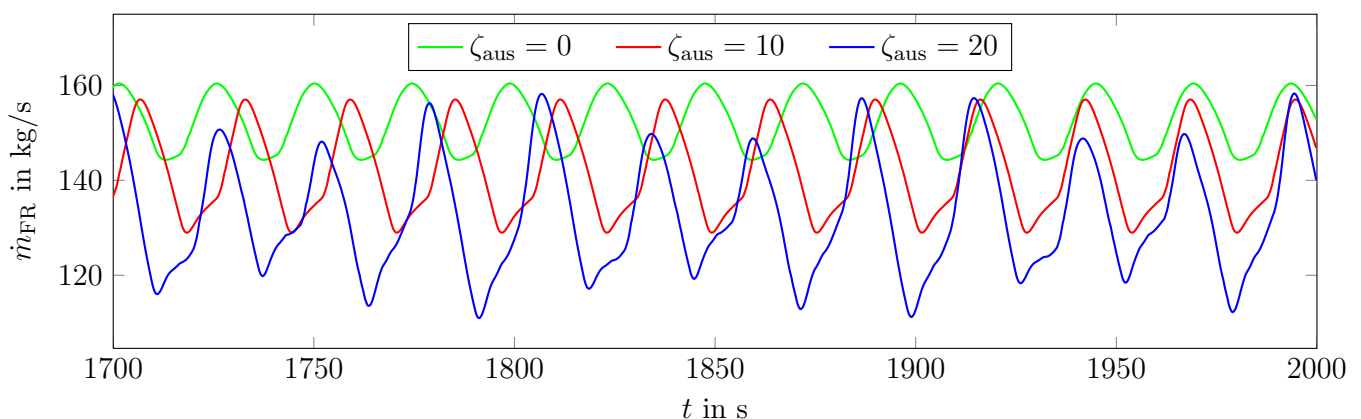


Abbildung 4.14.: Fallrohrmassenstrom bei zusätzlichen Strömungswiderständen am Verdampferauslass.

Die physikalischen Mechanismen, die hinter diesen Effekten stehen, wurden bereits in Abschnitt 2.4.3.2 detaillierter diskutiert.

## 4.2.6 Homogenisierung der Wärmezufuhr

Ein wesentlicher Grund für das Entstehen der DWO ist die Tatsache, dass die verschiedenen Rohrstränge des Verdampfers eine unterschiedlich starke Wärmezufuhr erfahren. Dies liegt daran, dass die einzelnen Rohrebenen unterschiedlich weit stromabwärts im Rauchgasstrom angeordnet sind. Durch die zunehmende Abkühlung des Rauchgases werden die Rohrstränge, die weiter stromabwärts liegen, weniger beheizt. In der Folge findet eine unterschiedlich starke Dampfproduktion in den Ebenen statt, wodurch auch die zweiphasigen Druckverluste sich von Rohrstrang zu Rohrstrang unterscheiden. Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 2.4.3.2 bedingt dies eine kritische Phasenverschiebung der Massenströme, was ein wichtiger Faktor in der Entstehung von DWO ist. Dementsprechend ist die Homogenisierung der Wärmezufuhr eine vielversprechende Möglichkeit, Dichtewellenoszillationen zu vermindern oder gar komplett zu unterbinden.

Von Walter wurden Berechnungen durchgeführt, um die Rippendichte jeder Rohrebene so anzupassen, dass jeweils die gleiche Wärme übertragen wird (Walter 2006). Dabei wurde darauf geachtet, dass in der Praxis nicht Rippenrohre mit beliebigen Rippenanzahlen erhältlich sind, sondern nur diskrete, gestufte Rippendichten kommerziell verfügbar sind. Um diese Änderungen der Rippengeometrien im APROS-Modell zu berücksichtigen, wurde für jede Rohrebene eine neue Wärmeübertragereffizienz gemäß Abschnitt 3.3 berechnet. Die entsprechenden Werte für die optimierten Rippendichten und die zugehörigen Wärmeübertragereffizienzen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Ebene	theoretische Rippenanzahl	resultierende theoretische Wärmeübertragereffizienz	kommerzielle Rippenanzahl	resultierende kommerzielle Wärmeübertragereffizienz
1	7	$\epsilon_{\text{theor}} = 123 \%$	Glattrohr	$\epsilon_{\text{komm}} = 100 \%$
2	14	$\epsilon_{\text{theor}} = 146,2 \%$	Glattrohr	$\epsilon_{\text{komm}} = 100 \%$
3	24	$\epsilon_{\text{theor}} = 180 \%$	39	$\epsilon_{\text{komm}} = 232 \%$
4	37	$\epsilon_{\text{theor}} = 225 \%$	39	$\epsilon_{\text{komm}} = 232 \%$
5	54	$\epsilon_{\text{theor}} = 283,7 \%$	79	$\epsilon_{\text{komm}} = 379 \%$
6	84	$\epsilon_{\text{theor}} = 398,4 \%$	79	$\epsilon_{\text{komm}} = 379 \%$
7	140	$\epsilon_{\text{theor}} = 629,6 \%$	138	$\epsilon_{\text{komm}} = 621 \%$
8	276	$\epsilon_{\text{theor}} = 1340 \%$	276	$\epsilon_{\text{komm}} = 1340 \%$

Tabelle 4.2.: Von Walter ermittelte Rippenzahlen zur Homogenisierung der Wärmezufuhr (Walter 2006) und entsprechende Anpassungen im APROS-Modell.

Ausgehend von diesen Modell Anpassungen wurden sowohl Simulationen mit optimalen als auch mit kommerziellen Rippenzahlen durchgeführt. Abbildung 4.15 zeigt die entsprechenden Simulationsergebnisse. Zu beachten ist noch, dass durch die Änderungen in der übertragenen Wärme im Vergleich zur Standardkonfiguration weniger Wärme in das Naturumlaufsystem eingebracht wird. Um dennoch vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurde der stationäre Endwert des Rauchgasmassenstroms auf  $\dot{m}_{\text{RG}} = 93 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  festgelegt (Walter 2006).

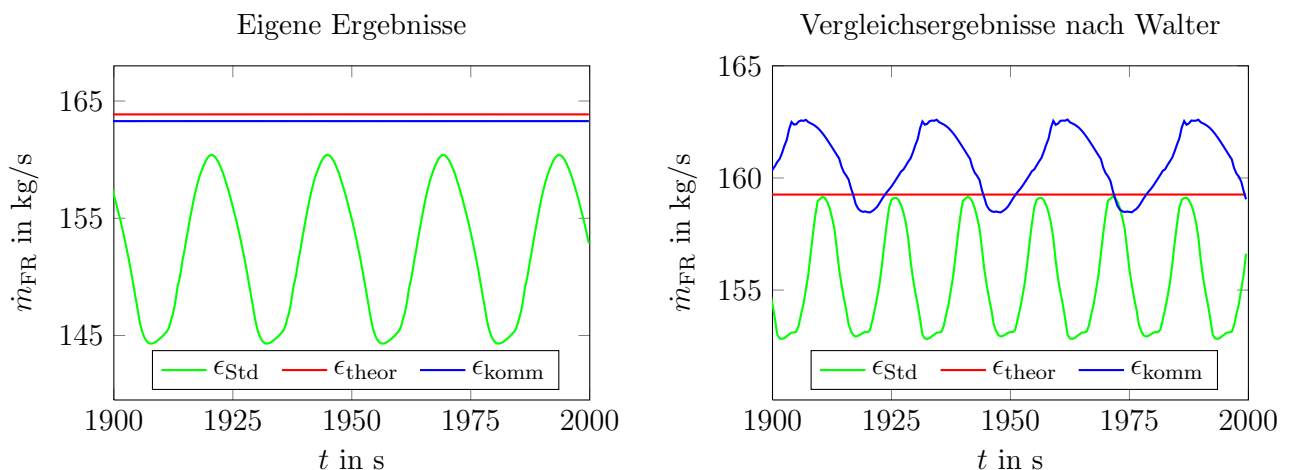


Abbildung 4.15.: Fallrohrmassenstrom bei Homogenisierung der Wärmezufuhr.

Es ist klar erkennbar, dass eine optimale Homogenisierung der Wärmezufuhr die DWO gänzlich unterbindet. Weiter ist bei der Wahl kommerzieller Rippendichten eine deutliche Dämpfung der DWO erzielt worden, und zwar sowohl in Frequenz als auch in Amplitude. Entsprechend dem stabilen Massenumlauf im Fallrohr sind auch die Dampfgehalte an den Auslässen der Ebenen bei optimaler Rippendichte stabil. Im Falle von kommerziellen Rippendichten ist auch hier immer noch eine spürbare Dämpfung der DWO gegeben.



Im Vergleich zu den Ergebnissen Walters fällt auf, dass eine vollkommene Stabilisierung des Naturumlaufsystems schon bei kommerziell verfügbaren Rippendichten ergibt. Mögliche Gründe hierfür werden in Kapitel 5 diskutiert.

### 4.3 Einflüsse der Berechnungsmethoden

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt 4.2 eine Sensitivitätsanalyse verschiedener physikalisch bedeutsamer Parameter vorgenommen wurde, soll nun der Einfluss verschiedener numerischer Parameter wie beispielsweise das Zeitinkrement oder die räumliche Gitterweite untersucht werden.

#### 4.3.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung

Wie bereits weiter oben erläutert ist in APROS das implizite Eulerverfahren zur Zeitdiskretisierung implementiert (Hänninen 2009b). Um einschätzen zu können, welche Freiheiten bei der Wahl der Zeitschrittweite gegeben sind, wurden gegenüber der Standardkonfiguration mit  $\Delta t = 0,01$  s auch Zeitschritte von  $\Delta t = 0,005$  s und  $\Delta t = 0,02$  s simuliert. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 4.16 zu sehen.

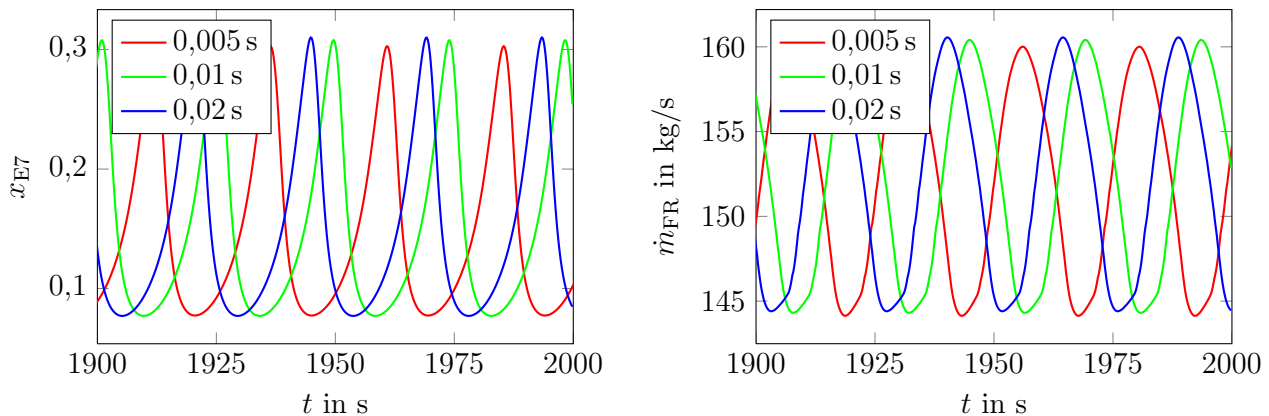


Abbildung 4.16.: Einfluss der Zeitschrittweite auf den Dampfanteil am Ende der siebten Verdampferebene (links) und auf den Fallrohrmassenstrom (rechts).

Aus den Resultaten der Simulation geht hervor, dass die Lösungen (abgesehen von einer zeitlichen Verschiebung) nahezu identisch sind. Dementsprechend hat die Zeitschrittweite also keinen signifikanten Einfluss auf die Simulationsergebnisse, sodass ohne Verluste mit größeren Schrittweiten simuliert werden kann. Der Zeitaufwand für die Simulation verhält sich linear zur Zeitschrittweite, sodass eine Verdopplung derselben eine Halbierung der Simulationszeit bedeutet.

Dieses Ergebnis ist zunächst etwas überraschend, sind die simulierten Vorgänge doch grundsätzlich transient. Jedoch sind die zeitlichen Gradienten aufgrund der kleinen Frequenz der Schwingungen klein genug, sodass die Zeitschrittweite keine wichtige Rolle spielt.

#### 4.3.2 Einfluss der Diskretisierung der konvektiven Flüsse

Eine weitere für die numerischen Verfahren sehr wichtige Parameterwahl ist die Methode zur Diskretisierung der konvektiven Flüsse. Während Walter hierzu das Upwind-Verfahren erster Ordnung verwendet (Walter 2001), lässt sich in APROS zwischen dem Upwind-Verfahren erster und zweiter Ordnung wählen.

Um einzuschätzen, ob der zusätzliche Rechenaufwand für das Verfahren zweiter Ordnung in Hinsicht auf bessere Ergebnisse lohnend ist, wurden Simulationen mit beiden Verfahren durchgeführt und miteinander verglichen. Abbildung 4.17 zeigt die absoluten Abweichungen des Fallrohrmassenstroms sowie



des Dampfgehaltes am Auslass der siebten Rohrebene. Sie werden durch eine Subtraktion des jeweiligen Wertes beim Upwind-Verfahren zweiter Ordnung von jenem erster Ordnung berechnet.

Es ist erkennbar, dass nur äußerst geringe Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen bei der Verfahren bestehen. Als mittlere Abweichung des Fallrohrmassenstroms ergab sich  $\overline{\Delta \dot{m}_{FR}} \approx 8,72 \cdot 10^{-6} \frac{kg}{s}$ , für den Dampfgehalt am Auslass der siebten Ebene  $\overline{\Delta x_{E7}} \approx 6,41 \cdot 10^{-9}$ . Diese Werte verdeutlichen, dass für die vorliegende Situation ein erhöhter Rechenaufwand durch das Upwind-Verfahren zweiter Ordnung nicht gerechtfertigt wäre. Andererseits hat die Simulation mit dem Upwind-Verfahren zweiter Ordnung mit 594 Sekunden gerade einmal zwölf Sekunden länger gedauert als die Simulation der Standardkonfiguration.

Die APROS-Dokumentation empfiehlt das Upwind-Verfahren zweiter Ordnung für starke Gradienten. Im vorliegenden Fall sind die Temperaturgradienten im Wasser-Dampf-Kreislauf sehr klein, da es sich um ein Verdampfersystem handelt, in dem nur Wasser verdampft wird und keine Überhitzung stattfindet. Mit der Randbedingung, dass das in die Trommel eintretende Speisewasser bereits auf Sättigungstemperatur vorgewärmt ist, folgt, dass im ganzen System die Temperatur etwa konstant ist. Andere Gradienten, wie etwa Enthalpiegradienten oder Gradienten im Massenstrom sind zwar vorhanden, aber aufgrund der niedrigen Frequenz der Oszillationen auch recht klein.

Mit diesen Überlegungen lässt sich festhalten, dass das Verwenden des Upwind-Verfahrens zweiter Ordnung keinen wesentlichen Gewinn bringt.

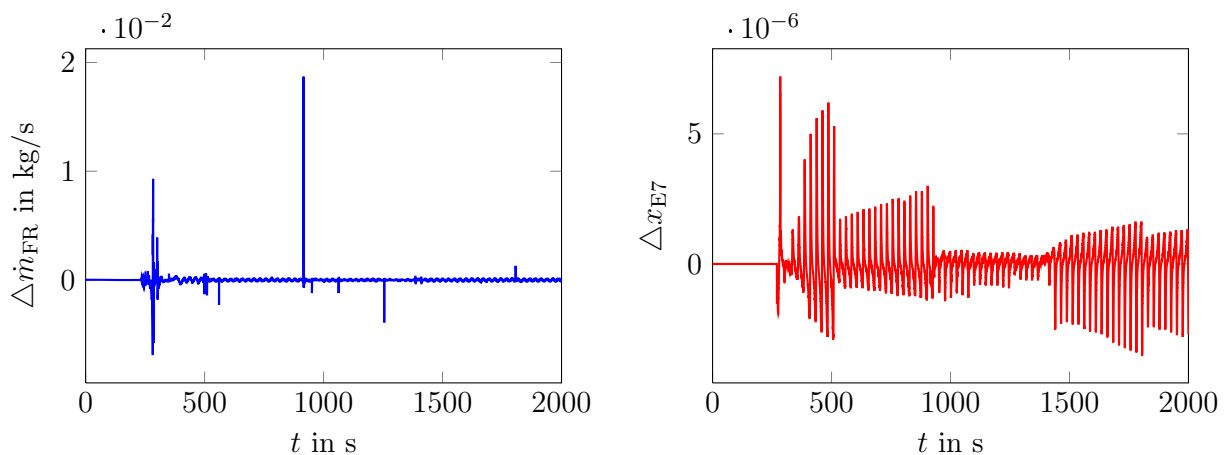


Abbildung 4.17.: Einfluss der Ordnung des Upwind-Verfahrens auf den Fallrohrmassenstrom (links) und den Dampfgehalt am Auslass der siebten Rohrebene (rechts).

### 4.3.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

Wie bei jeder numerischen Simulation ist für den hier untersuchten Abhitzedampferzeuger die räumliche Diskretisierung von herausragender Bedeutung für das Ergebnis der Simulation. Die Gitterweite bestimmt maßgeblich, wie gut die approximative Lösung der Simulation die unbekannte, exakte Lösung annähert. Diese Annäherung erfolgt typischerweise asymptotisch mit einer bestimmten Ordnung, die eine Eigenschaft des räumlichen Diskretisierungsverfahrens ist.

Um einschätzen zu können, wie gut das approximative Ergebnis der Simulation ist, wurde der Anfahrvorgang für den Abhitzedampferzeuger mit verschiedenen Gitterweiten simuliert. Hierbei wurden ausgehend von 25 Kontrollvolumen pro Verdampferrohr mehrere Verdopplungen auf 50, 100 und 200 Kontrollvolumen vorgenommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.18 dargestellt.

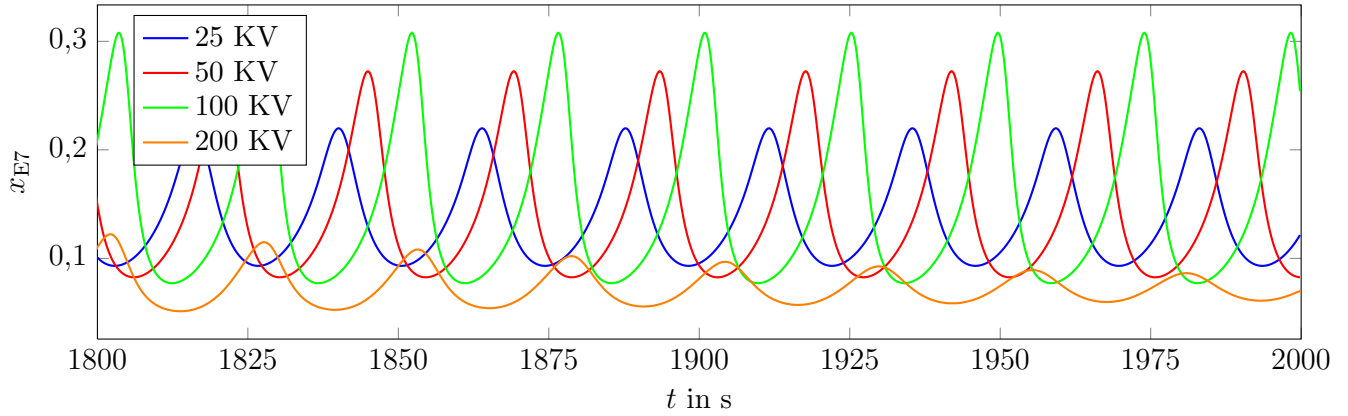


Abbildung 4.18.: Dampfanteil am Austritt der siebten Verdampferebene bei verschiedenen räumlichen Gitterweiten.

Um die Konvergenzordnung des in APROS implementierten Diskretisierungsverfahrens bezüglich der räumlichen Gitterweite abzuschätzen, wurde eine Richardson-Extrapolation sowohl für den Mittelwert als auch die Amplitude der Schwingung durchgeführt (Schäfer 1999). Aus den drei Ansätzen

$$\begin{aligned}\bar{x} &= \bar{x}_{\Delta x} + C \cdot \Delta x^p + \mathcal{O}(h^{p+1}) \\ \bar{x} &= \bar{x}_{2\Delta x} + C \cdot (2\Delta x)^p + \mathcal{O}(h^{p+1}) \\ \bar{x} &= \bar{x}_{4\Delta x} + C \cdot (4\Delta x)^p + \mathcal{O}(h^{p+1})\end{aligned}$$

für den Mittelwert  $\bar{x}$  der Schwingung des Dampfanteils am Austritt der siebten Verdampferebene<sup>6</sup> ergibt sich unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung nach elementaren Umformungen:

$$\frac{\bar{x}_{\Delta x} - \bar{x}_{2\Delta x}}{\bar{x}_{2\Delta x} - \bar{x}_{4\Delta x}} = \frac{2^p - 1}{4^p - 2^p}$$

Aus den drei Simulationsläufen für 25, 50 und 100 Kontrollvolumen in den beheizten Verdampfern ergeben sich folgende Gitterweiten und zugehörige Werte für den Mittelwert  $\bar{x}$  und die Amplitude  $\hat{x}$  der Schwingungen:

$$\begin{aligned}\Delta x = \frac{l_{VR}}{100} = 0.2\text{m} & \quad \bar{x}_{\Delta x} = 0.172 & \quad \hat{x}_{\Delta x} = 0.1415 \\ 2\Delta x = \frac{l_{VR}}{50} = 0.4\text{m} & \quad \bar{x}_{2\Delta x} = 0.167 & \quad \hat{x}_{2\Delta x} = 0.1215 \\ 4\Delta x = \frac{l_{VR}}{25} = 0.8\text{m} & \quad \bar{x}_{4\Delta x} = 0.159 & \quad \hat{x}_{4\Delta x} = 0.0795\end{aligned}$$

Damit folgt für die Konvergenzordnung für den Mittelwert  $p_{\bar{x}} \approx 0,68$  und für die Amplitude  $p_{\hat{x}} \approx 0,98$ . In Anbetracht dieser relativ geringen Diskretisierungsordnungen muss für annehmbare Genauigkeiten in den Resultaten eine kleine räumliche Gitterweite gewählt werden. Von Walter selbst wurden jedoch Gitterweiten von maximal 0,5 m verwendet, wobei in kritischen Bereichen wie etwa Durchmessersprüngen wesentlich geringe Gitterweiten verwendet wurden.

Angeichts dieser Betrachtungen kam der Wunsch auf, eine Verfeinerung des Gitters auf 200 Kontrollvolumen pro Verdampferrohr vorzunehmen. Dies war jedoch leider nicht möglich, da APROS für seine sogenannten *heat-structure*-Module, die für die Wärmeübertragung und -leitung zuständig sind, nur eine maximale Knotenanzahl von 100 vorsieht. Eine Möglichkeit, dies zu umgehen, wäre das Aufspalten jeder

<sup>6</sup> Das Vorgehen für die Amplitudenwerte ist analog.

*heat-pipe*-Komponente in mehrere einzelne *heat pipes* und eine anschließende Aufteilung in Kontrollvolumen. Dieser Ansatz wurde jedoch aufgrund der zufriedenstellenden Resultate nicht weiter verfolgt. Simuliert man trotz dieser Einschränkung mit 200 Kontrollvolumen<sup>7</sup>, erhält man eine Oszillation, wie sie in Abbildung 4.18 in orange dargestellt ist. Sowohl Mittelwert als auch Amplitude dieser Schwingung passen nicht in das asymptotische Konvergenzverhalten der Lösung bei kleineren Gitterweiten, weswegen dieses Simulationsergebnis nicht als ein realistisches Ergebnis zu bewerten ist. Hinzu kommt, dass die Schwingung offenbar mit der Zeit abklingt.

Ausgehend von den obigen Konvergenzbetrachtungen lässt sich der Fehler abschätzen, den man bei einer Anzahl von 100 Kontrollvolumen pro Verdampferrohr noch macht (Schäfer 1999). Dieser ergibt sich für die Amplitude der Schwingung zu:

$$e_{\Delta x, \hat{x}} \approx \frac{\hat{x}_{\Delta x} - \hat{x}_{2\Delta x}}{2^p - 1} \approx 2\%$$

Für den Mittelwert derselben ergibt sich

$$e_{\Delta x, \bar{x}} \approx \frac{\bar{x}_{\Delta x} - \bar{x}_{2\Delta x}}{2^p - 1} \approx 0,83\%$$

Während der Fehler in der Amplitude mit zwei Dampfmassenprozent noch relativ groß ist, ist derjenige des Mittelwerts mit weniger als einem Prozent relativ klein. In Hinsicht auf kürzere Rechenzeiten und angesichts der Beschränkung in APROS wurde daher eine Anzahl von 100 Kontrollvolumen pro Verdampferrohr für ausreichend befunden.

Bei diesen Simulationen ergaben sich die in der folgenden Abbildung 4.19 dargestellten Rechenzeiten:

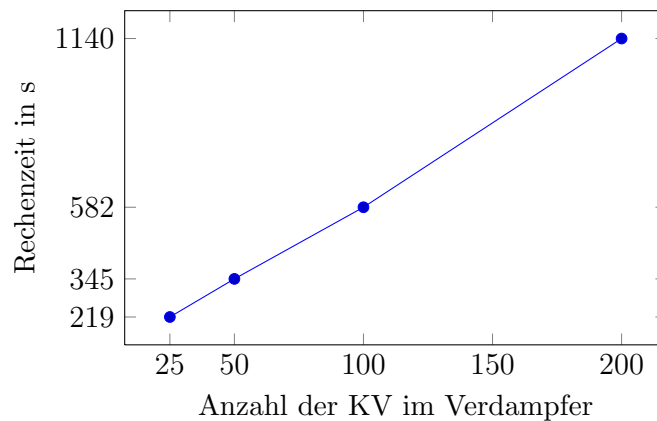


Abbildung 4.19.: Rechenzeiten bei verschiedenen räumlichen Diskretisierungsweiten.

Hieraus ist erkennbar, dass die Rechenzeit linear mit der Anzahl an Kontrollvolumen steigt. Im vorliegenden Fall ist zu beachten, dass die Gitterweiten nicht im gesamten Modell variiert wurden, sondern nur in den Verdampferrohren. Dadurch liegt streng genommen bei einer Verdopplung der Kontrollvolumen im Verdampfer keine proportionale Zunahme der Gesamtzahl an Kontrollvolumen vor. Dieser Effekt ist jedoch vernachlässigbar klein, da erstere den weitaus größeren Teil aller Kontrollvolumen darstellen.

Da die Verdampferrohre und deren Anzahl an Kontrollvolumen jedoch dominierend sind, steigt die Rechenzeit dennoch näherungsweise linear.

---

#### 4.3.4 Einfluss des thermohydraulischen Fluidmodells

---

Es ist bereits eingangs erwähnt worden, dass sich Mehrphasenströmungen auf verschiedene Weisen modellieren lassen. Die bisher präsentierten Simulationsergebnisse basieren allesamt auf dem einfacheren

<sup>7</sup> Dann ist nur der Strömungsraum, nicht jedoch das wärmeleitende Material in entsprechend enge Gitter aufgeteilt.

homogenen Einfluid-Modell. In bestimmten Anwendungen kann es jedoch durchaus sinnvoll oder sogar nötig sein, hierbei auf das Zweifluid-Modell<sup>8</sup> zurückzugreifen, welches bereits in Kapitel 2.1 erläutert wurde.

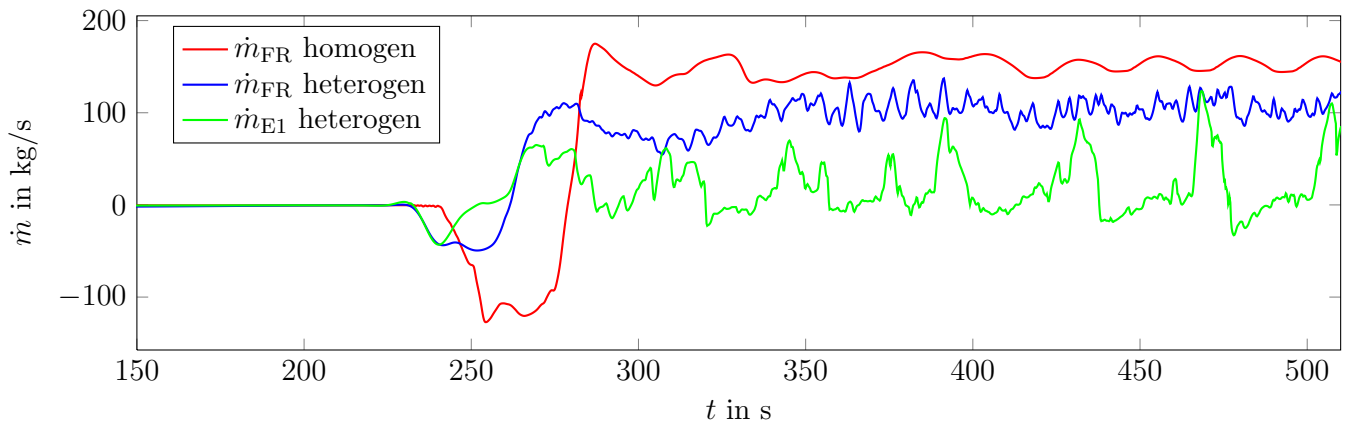


Abbildung 4.20.: Simulationsergebnisse ausgewählter Massenströme mit dem Sechsgleichungen-Modell.

Um zu untersuchen, welchen Effekt die Wahl dieses Modells auf den im Rahmen dieser Arbeit simulierten Dampferzeuger hat, wurde eine Simulation der Standardkonfiguration mit dem Zweifluid-Modell durchgeführt. Als Ergebnis sind stellvertretend der Fallrohrmassenstrom, der Massenstrom durch die erste Verdampferebene sowie der Dampfgehalt am Austritt der siebten Verdampferebene in den Abbildungen 4.20 und 4.21 dargestellt.

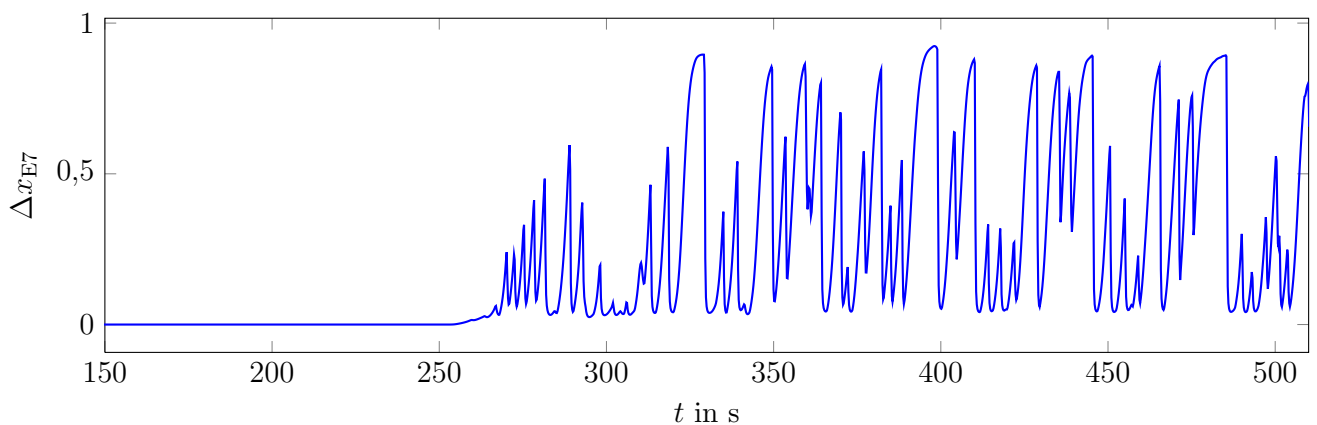


Abbildung 4.21.: Simulationsergebnis für den Dampfgehalt mit dem Sechsgleichungen-Modell.

Es ist erkennbar, dass es unter der Anwendung des Sechsgleichungen-Modells nicht zu der Ausbildung quasistationärer Instabilitäten kommt. Vielmehr zeigt der Massenstrom durch das Fallrohr sowie der Massenstrom durch die erste Verdampferebene gewisse scheinbar stochastische Fluktuationen. Diese sind teilweise unstetig, sodass es fraglich ist, ob dieses Simulationsergebnis als physikalisch bezeichnet werden kann. Dementsprechend kann nicht ausgeschlossen werden, dass es sich bei diesen Fluktuationen um numerische Phänomene handelt. Wesentlich signifikanter treten diese Probleme im Dampfgehalt am Auslass der siebten Verdampferebene auf. Hier finden stellenweise sehr starke Änderungen des Dampfgehalts innerhalb sehr weniger Zeitschritte statt, denen höchstwahrscheinlich kein physikalischer Zusammenhang zugrundeliegt. Außerdem lässt sich beobachten, dass zeitweise sehr große Dampfgehalte von etwa 85 % am Austritt der siebten Ebene vorherrschen, was ebenfalls nicht als physikalisch realistisches Ergebnis angesehen werden kann.

<sup>8</sup> Dieses wird auch häufig das Sechsgleichungen-Modell genannt.

---

Um noch zu realistischeren Ergebnissen für das Sechsgleichungen-Modell zu gelangen, wurde die Simulation unter verschiedenen Bedingungen wiederholt. Hierbei wurden folgende unabhängig voneinander Systemparameter variiert:

- die räumlichen Gitterweiten in den Verdampferrohren
- die zeitlichen Inkremente
- verschiedene, in APROS implementierte Korrelationen zur Wärmeübertragung
- Einstellungen zur Simulation der Siedekrise
- Einstellungen der algebraischen Gleichungslöser hinsichtlich minimaler und maximaler Iterationsschritte

Leider war es auch unter diesen Umständen nicht möglich, physikalischere Simulationsergebnisse zu erhalten.

---

## 5 Vergleichbarkeit der Ergebnisse

Im vorangegangenen Kapitel 4 wurden die Simulationsergebnisse des APROS-Modells mit den von Walter publizierten Resultaten verglichen. Hierbei ergaben sich teilweise relativ signifikante Abweichungen, die im Folgenden erklärt werden sollen.

Die grundsätzlichen numerischen Methoden in APROS und Walters Modellbildung sind einander sehr ähnlich. Beide Simulationsverfahren basieren auf einer räumlichen Finite-Volumen-Diskretisierung. Bei Beiden wurde eine implizite zeitliche Diskretisierung in Form des impliziten Eulerverfahrens gewählt (Walter 2001, Hänninen 2009a).

Um sogenannte Checkerboard-Oszillationen zu vermeiden, wurde sowohl in APROS als auch in das von Walter entwickelte Simulationsprogramm ein versetztes Rechengitter (*staggered grid*) implementiert, sodass die Druck- und Geschwindigkeitsfelder nicht auf den gleichen Berechnungspunkten gelöst werden (Patankar 1980, Walter 2001, Hänninen 2009a). Des Weiteren wurden bei beiden sämtliche Linearisierungen so vorgenommen, dass die von Patankar formulierte Grundregel bezüglich des negativen Vorzeichens des proportionalen Anteils im Quellterm befriedigt ist (Patankar 1980). Darüber hinaus ist in APROS die Zeitableitung der Dichte nach dem Druck linearisiert worden um der starken Druckabhängigkeit derselben gerecht zu werden (Hänninen 2009a). Als Druckkorrekturverfahren zur gekoppelten Lösung der Impuls- und Kontinuitätsgleichung kommt bei beiden ein auf dem Algorithmus SIMPLER basierendes Verfahren zum Einsatz (Walter 2001, Hänninen 2009a).

Obwohl die zugrundeliegenden numerischen Verfahren einander sehr ähnlich sind, so sind dennoch gewisse Unterschiede bei Parameterwahlen und Modellbildungen zwischen beiden Simulationsprogrammen gegeben, woraus Abweichungen in den Ergebnissen entstehen können. Aus diesem Grunde sind trotz sorgfältiger Anpassung des APROS-Modells an das von Walter simulierte Modell teilweise abweichende Ergebnisse erhalten worden, zumal einige Details nicht bekannt oder schlichtweg in APROS nicht direkt modellierbar waren. Einige dieser Details sollen im Folgenden erläutert und hinsichtlich Ihres Einflusses auf das Endergebnis der Simulation bewertet werden.

Ein wichtiger, den Umlauf beeinflussender Faktor sind die Systemdruckverluste. Diese waren leider gänzlich unbekannt und mussten geschätzt werden. Zwar sind die in Walters Simulationen zum Einsatz gekommenen Korrelationen für die Druckverluste<sup>1</sup> gegeben (Walter 2001), jedoch ist zur präziseren Bestimmung der entsprechenden Verlustziffern  $\zeta$  eine genauere Kenntnis der geometrischen Verhältnisse nötig. Diese waren oftmals nicht gegeben. Als Beispiel hierfür seien insbesondere die Ein- und Auslässe der Sammler und der Trommel erwähnt.

Aufgrund dieser Parameterunsicherheit mussten die Koeffizienten  $\zeta$  für den Formverlust im APROS-Modell – in realistischem Rahmen – iterativ so angepasst werden, dass eine Annäherung an die Lösung Walters erzielt wurde. Dieses Vorgehen hat jedoch auch direkten Einfluss auf die Dampfziffern an den Ausgängen der Verdampferrohrbündel, sodass nur schwer ein zufriedenstellender Kompromiss zwischen der Übereinstimmung der Massenströme und der Dampfziffern erreicht werden konnte.

Hinzu kam noch, dass auch eine iterative Anpassung der Massenströme durch die einzelnen Rohrstränge nötig war. Um dies zu erreichen, wäre das Implementieren verschiedener Druckverluste für jede der vier Rohrebenen nötig gewesen. Da dies jedoch nicht das Modell Walters widerspiegelt, wurde hierauf verzichtet.

---

<sup>1</sup> Beispielsweise für sprungartige Querschnittsverengungen und -erweiterungen sowie Druckverluste in Rohrbögen

Im vorangegangenen Kapitel ist festgestellt worden, dass zusätzliche Strömungswiderstände am Einlass des Verdampfers sich im Vergleich zu den Resultaten Walters zu stabilisierend auswirken. Offenbar sind also in APROS und Walters Programmpaket stark unterschiedliche Druckverluste aus den Formverlustkoeffizienten berechnet worden. Aus der Beziehung

$$\Delta p_{\text{Form}} = \zeta \rho \frac{w^2}{2} = \zeta \frac{\dot{m}^2}{\rho A^2}$$

wird deutlich, dass entsprechende Unterschiede sowohl aus der Dichte als auch – wesentlich stärker – aus dem Massenfluss folgen können. Während die Unsicherheit in der Dichte als gering vermutet wird<sup>2</sup>, unterliegt der Massenstrom einer deutlich größeren Abweichung zu den Ergebnissen Walters, wie beispielsweise aus Abbildung 4.2 ersichtlich wird.

Eine weitere Unsicherheit ist in der rauchgasseitigen Wärmeübertragung gegeben. Der Einfluss von verschiedenen Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs an segmentierten Rippenrohren auf einen Abhitzedampferzeuger ganz ähnlich zu dem hier Simulierten wurde von Walter und Hofmann untersucht (Walter u. Hofmann 2011). Als Ergebnis wurde gewonnen, dass unterschiedliche Nusselt-Beziehungen zwar das Gesamtverhalten des Abhitzekessels nur in geringem Maße beeinflussen, jedoch auf tieferer Ebene durchaus Auswirkungen haben: So wurde beispielsweise beobachtet, dass an den gleichen Heizflächen eine unterschiedliche Wärme absorbiert wurde, was das dynamische Verhalten einzelner Rohre und damit das Verhalten des gesamten Dampferzeugers beeinflusst. Dementsprechend trägt das Erschlagen all dieser Empfindlichkeiten des Systems durch eine den Wärmeübergang am Glattrohr beeinflussende Konstante den realen Verhältnissen nur sehr eingeschränkt Rechnung.

Hinzu kommt, dass die von Walter genutzte Nusselt-Beziehung zur Ermittlung des Wärmeübergangs am rauchgasseitigen Rippenrohr eine Funktion der lokalen Rauchgastemperatur und Rohrwandtemperatur ist (Walter u. Hofmann 2011). Daraus folgt, dass prinzipiell eine unterschiedliche Nusseltzahl und somit eine andere Konvektionskonstante  $k_{\text{konv}}$  für jedes der acht Wärmeübertragermodule möglich wäre. Dementsprechend waren acht Konstanten hierfür iterativ zu ermitteln (siehe Kapitel 3.3). Diese iterative Anpassung unterliegt einer signifikanten Unsicherheit, da – wie bereits weiter oben beschrieben – eine Änderung einer Systemgröße multivariate Auswirkungen hat. Demzufolge mussten beispielsweise die Werte für die Konvektionskonstanten und die Druckverlustkoeffizienten simultan iterativ variiert werden. Wegen dieser Unsicherheit und teilweise heuristischen Anpassungen ist auch hier eine gewisse Unsicherheit gegeben, die durchaus Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen und den Resultaten Walters hervorgerufen haben kann.

Weiterhin sind unterschiedliche Korrelationen zur Berechnung des ein- und mehrphasigen Wärmeübergangskoeffizienten in APROS und in Walters Modell implementiert. Dies hat Auswirkungen auf den Wärmeübergang zwischen den Verdampferrohren und dem Arbeitsmedium. Während Walter für den einphasigen Wärmeübergang die Gnielinski-Gleichung verwendet und so der Empfehlung des VDI Wärmeatlas folgt (VDI 2006), ist in APROS die ungenauere Dittus-Boelter-Gleichung implementiert. Darüber hinaus ist die Dittus-Boelter-Gleichung eigentlich nur für glatte Rohre gültig, sodass eine Anwendung auf raue Rohre in weiteren Ungenauigkeiten resultiert. Dies resultiert in abweichenden Wärmeströmen in das Arbeitsmedium, was auch das dynamische Verhalten und somit das Endergebnis der Simulation signifikant beeinflussen kann. Damit kann durch unterschiedliche Modelle für den einphasigen Wärmeübergang auch das Resultat der Simulation beeinflusst werden.

In Abschnitt 4.1 wurde die Güte der Regelung bewertet. Während für den Druck in der Trommel eine zufriedenstellende Regelung erzielt wurde, war durch die Rückströmungen im Anfahrprozess ein signifikant erhöhter Trommelwasserstand gegeben. Walter hat eine für Trommeln übliche Dreikomponentenregelung

<sup>2</sup> Dies scheint gerechtfertigt, da der Druck und die Temperatur des Mediums im Verdampfer als Randbedingung vorgegeben sind. Darüber hinaus ist der Verdampfungsprozess isotherm und isobar.



---

implementiert (Walter 2001), die eine feinere und dynamischere Regelung des Trommelwasserstandes erlaubt. Dieser Ansatz wurde in der vorliegenden Arbeit zugunsten eines einfacheren Modells nicht verfolgt. Somit ist es möglich, dass im transienten Betrieb Abweichungen im Wasserstand auch zu Abweichungen im Systemdruck geführt haben, was wiederum einen erheblichen Einfluss auf den gesamten Prozess hätte.

Auch in den eingesetzten numerischen Verfahren und Parametern unterscheiden sich die Simulationen dieser Arbeit und diejenigen Walters. Während bei Walter ausschließlich das Upwind-Verfahren erster Ordnung zur Diskretisierung der konvektiven Enthalpieflüsse zur Anwendung kommt, sind mit dem APROS-Modell sowohl das Verfahren erster als auch zweiter Ordnung getestet worden. Hier konnte aber kein signifikanter Einfluss des Diskretisierungsverfahrens auf die Simulationsergebnisse beobachtet werden (Abschnitt 4.3.2), sodass dieser Unterschied in den Modellen als verursachender Faktor für die Abweichungen der Ergebnisse von den Ergebnissen Walters ausgeschlossen werden kann.

Weiterhin besteht auch eine erhebliche Parameterunsicherheit in der zeitlichen Diskretisierungsweite  $\Delta t$ . Leider ist gänzlich unbekannt, welche Zeitschritte Walter in seinen Simulationen gewählt hat. Da jedoch auch der Zeitschritt ähnlich wie die Ordnung des Upwind-Verfahrens nahezu keine Auswirkungen auf die Resultate der Simulation gezeigt hat, kann auch der Zeitschritt für das Verursachen der Abweichungen von den Ergebnissen Walters ausgeschlossen werden.

Äußerst kritisch ist hingegen die räumliche Diskretisierungsweite  $\Delta x$ . Nach eigenen Angaben hat Walter eine variable Gitterweite genutzt, die bei kritischen Stellen, wie etwa Durchmessersprüngen, sehr klein war, und an unkritischen Stellen auf 0,5 m begrenzt war. Daraus leitet sich ab, dass hier ein nicht-äquidistantes Gitter verwendet wurde. Dahingegen wurde im APROS Modell bei der Wahl der räumlichen Diskretisierungsweite kein Augenmerk auf Durchmessersprünge gelegt, sondern lediglich die Verdampferrohre entsprechend feiner aufgelöst. Dementsprechend ist davon auszugehen, dass allein schon die Tatsache, dass in APROS ein quasi-äquidistantes Gitter verwendet wurde, während Walters Modell stark unterschiedliche Gitterweiten aufweist, zu starken Abweichungen in den Simulationsergebnissen führen kann.

Darüber hinaus ist natürlich nicht nur die räumliche Verteilung der Gitterweite von Wichtigkeit, sondern auch die Gitterweite selbst. Unter der hypothetischen Annahme, das Gitter bei Walter sei äquidistant mit  $\Delta x = 0,5 \text{ m}$  wäre eine äquivalente Gitterweite in APROS mit  $20 \text{ m} / 0,5 \text{ m} = 40$  Nodes gegeben. Wie jedoch in Abschnitt 4.3.3 gezeigt wurde, sind die Simulationsergebnisse im Bereich dieser Gitterweite in hohem Grade abhängig von der räumlichen Diskretisierungsweite. Dies ist ein Hinweis darauf, dass eine wesentlich kleinere Gitterweite nötig ist, um zu einer asymptotischen, nicht mehr von der Gitterweite abhängigen Lösung zu gelangen. Aus diesem Grunde sind in der vorliegenden Arbeit in den Verdampferrohren Gitterweiten von  $20 \text{ m} / 100 = 0,2 \text{ m}$  verwendet worden. Aufgrund der großen Wichtigkeit einer ausreichend kleinen Gitterweite und der weitestgehend unbekannten Gitterweite in Walters Modell ist in der räumlichen Diskretisierungsweite ein außerordentlich großes Abweichungspotenzial vorhanden, sodass diese als eine mögliche Erklärung der Abweichungen herangezogen werden kann.

Zuletzt kann natürlich auch noch festgehalten werden, dass noch weitere, unbekannte Faktoren, Modelle, Annahmen und Parameter, die von APROS intern gebraucht werden, nicht äquivalent mit dem Modell Walters sind. All diese potenziellen Modellabweichungen können Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse haben.



---

## 6 Fazit

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, nach einer theoretischen Einführung in die Thematik, das Auftreten von Strömungsinstabilitäten, insbesondere von Dichtewellenoszillationen, in APROS zu simulieren. Das simulierte Modell wurde hierzu so genau wie möglich an ein von Prof. Walter (TU Wien) simuliertes Modell eines vertikalen Abhitzedampferzeugers mit vier Rohrsträngen angepasst, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

Während in sehr vielen Punkten eine qualitative und – im Rahmen numerischer Genauigkeit – quantitative Übereinstimmung zu den Ergebnissen Walters erzielt werden konnte, ergaben sich in Einzelfällen leider abweichende Ergebnisse, die teilweise grundlegend von denen Walters abweichen. Als mögliche Gründe hierfür wurden Modellfehler, Eingangsfehler und numerische Ungenauigkeiten ausführlich diskutiert. Nicht zuletzt bleibt zu beachten, dass auch die Ergebnisse Walters reine Simulationsergebnisse sind, für die keine Validierungen veröffentlicht wurden.

Als Ergebnis dieser Arbeit lässt sich festhalten, dass der dynamische Prozesssimulator APROS grundsätzlich gut für die Simulation von Strömungsinstabilitäten geeignet ist. Besonders durch die flexible Modellgestaltungsmöglichkeit und ein äußerst vielfältiges Parameterangebot lassen sich sehr viele Situationen realitätsnah abbilden. Es gibt jedoch auch einige Nachteile beim Nutzen dieser Software. So sind gewisse Modelle nur über approximative Annahmen implementierbar. Genannt seien an dieser Stelle beispielhaft die Modellierung von Rippenrohren und deren Wärmeübertragung. Letztere musste für diese Arbeit iterativ über einen Korrekturfaktor angepasst werden. Darüber hinaus sind die in APROS implementierten Modelle und numerischen Verfahren oftmals nicht gänzlich bekannt, sodass an dieser Stelle ein Einschätzen der Qualität des Ergebnisses nur schwer möglich ist.

Trotz dieser Schwierigkeiten hat APROS jedoch seine Fähigkeiten zur Simulation von Strömungsinstabilitäten in dieser Arbeit unter Beweis gestellt. Dennoch ist hier – wie bei jeder Simulation – eine verlässliche Validierung der Ergebnisse nötig. Diese kann beispielsweise mittels Messergebnissen erfolgen. Insbesondere in Anbetracht teilweise untransparenter Berechnungsmethoden und der komplexen physikalischen Mechanismen und Wechselwirkungen, die sich teilweise einem intuitiven Zugang entziehen, ist der Validierung im vorliegenden Fall eine besondere Priorität zuzuschreiben.

---

## 7 Ausblick

Wie in der vorliegenden Arbeit ausführlich besprochen wurde, traten in den Simulationsergebnissen von APROS teilweise Abweichungen zu den Referenzergebnissen Walters auf. In einem weiteren Schritt wären die Gründe für diese Diskrepanzen genauer zu untersuchen. Damit könnte dann eine Aussage gemacht werden, ob die Ergebnisse, die von APROS geliefert werden, nicht trotz der Abweichungen die realistischeren sind. Darüber hinaus wäre eine Validierung der Simulationsergebnisse mit realen Messdaten wünschenswert. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse bei Simulationen mit dem heterogenen Zweiphasenmodell waren nicht befriedigend. Daher sollten in diese Richtung weitere Bemühungen gehen.

Während in dieser Arbeit ein besonderer Fokus auf die Simulation sogenannter Dichtewellenoszillationen – die in der Praxis am weitaus häufigsten vorkommen – gelegt wurde, wäre es für zukünftige Arbeiten auch wünschenswert, andere Typen von Instabilitäten zu simulieren und hinsichtlich ihrer Eigenschaften und Möglichkeit zur Einflussnahme zu untersuchen. Als Beispiele hierfür seien die Druckverlustinstabilitäten und die akustischen Instabilitäten genannt. Neben der reinen Simulation dieser Phänomene ist eine Validierung der Ergebnisse anhand von Messwerten natürlich sehr interessant.

Auf Basis dieser weiteren Untersuchungen ließen sich dann effektive Verfahren entwickeln, wie man auftretende Strömungsinstabilitäten anhand ihrer Eigenschaften wie etwa Frequenz und Amplitude den jeweiligen Typen zuordnen kann. Das ist insbesondere für Stabilitätsanalysen realer Dampferzeuger lohnend, bei denen a priori nie klar ist, mit welcher Art von Instabilität man es zu tun hat.

---

# Literaturverzeichnis

## Baehr u. Stephan 2009

BAEHR, Hans D. ; STEPHAN, Karl: *Wärme- und Stoffübertragung*. 6. Berlin : Springer, 2009

## Böckh u. Wetzel 2011

BÖCKH, Peter ; WETZEL, Thomas: *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. 4. Berlin and Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011 (Springer-Lehrbuch)

## Bouré u. a. 1973

BOURÉ, J. ; BERGLES, A. E. ; TONG, L. S.: Review of two-phase flow instability. In: *Nuclear Engineering and Design* 1973 (1973), Nr. 25, S. 165–192

## Chato 1963

CHATO, J. C.: Natural Convection Flows in Parallel-Channel-Systems. In: *Journal of Heat Transfer* 85 (1963), S. 339–345

## Ding u. a. 1995

DING, Y. ; KAKAC, S. ; CHEN, X. J.: Dynamic Instabilities of Boiling Two-Phase Flow in a Single Horizontal Channel. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 11 (1995), S. 327–342

## Doležal 2001

DOLEŽAL, Richard: *Kombinierte Gas- und Dampfkraftwerke*. Berlin : Springer, 2001

## Effenberger 2000

EFFENBERGER, Helmut: *Dampfzeugung*. Berlin : Springer, 2000 (VDI-Buch)

## Epple u. a. 2009

EPPLÉ, Bernd ; LEITHNER, Reinhard ; LINZER, Wladimir ; WALTER, Heimo: *Simulation von Kraftwerken und Wärmetechnischen Anlagen*. Wien : Springer, 2009

## Fukuda u. Kobori 1979

FUKUDA, K. ; KOBORI, T.: Classification of Two-Phase Flow Instability by Density Wave Oscillation Model. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 16 (1979), Nr. 2, S. 95–108

## Hänninen 2009a

HÄNNINEN, Markku: *Homogeneous model of APROS*. VTT, 2009

## Hänninen 2009b

HÄNNINEN, Markku: *Phenomenological extensions to APROS six-equation model*. VTT, 2009

## Kakac u. Bon 2008

KAKAC, S. ; BON, B.: A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2008), Nr. 51, S. 399–433

## Karsli u. a. 2002

KARSLI, S. ; YILMAZ, M. ; COMAKLI, O.: The Effect of Internal Surface Modification on Flow Instabilities in Forced Convection Boiling in a Horizontal Tube. In: *15th International Symposium on Transport Phenomena* (2002), Nr. 23, S. 776–791

## Lechner 2006

LECHNER, Christof: *Stationäre Gasturbinen*. Berlin : Springer, 2006

---

**Lehmann 2000**

LEHMANN, Heinz: *Handbuch der Dampferzeugerpraxis: Grundlagen und Betrieb ; mit 100 Tabellen*. 4. Gräfelfing and Herrsching : Resch and Energie & Management-Verlagsgesellschaft GmbH, 2000

**Patankar 1980**

PATANKAR, Suhas V.: *Numerical heat transfer and fluid flow*. New York : Hemisphere Publ. Co, 1980 (Series in computational methods in mechanics and thermal sciences)

**Schäfer 1999**

SCHÄFER, Michael: *Numerik im Maschinenbau*. Berlin : Springer, 1999

**Strauß 2009**

STRAUSS, Karl: *Kraftwerkstechnik: Zur Nutzung Fossiler, Nuklearer und Regenerativer Energiequellen*. 6. Berlin : Springer, 2009

**VDI 2006**

VDI: *VDI-Wärmeatlas*. Berlin and Heidelberg : Springer, 2006

**Vijayan u. Nayak 2005**

VIJAYAN, P. K. ; NAYAK, A. K.: *Introduction to instabilities in Natural Circulation Systems*. 2005

**Walter 2001**

WALTER, Heimo: *Modellbildung und numerische Simulation von Naturumlaufdampferzeugern*. Düsseldorf, Techn. Univ, Diss., 2001

**Walter 2006**

WALTER, Heimo: *Ein Beitrag zur statischen und dynamischen Stabilität von Naturumlaufdampferzeugern*. Düsseldorf, Techn Univ, Diss., 2006

**Walter 2007**

WALTER, Heimo: Density Wave Oscillation in the Horizontal Parallel Tube Paths of the Evaporator of a Natural Circulation Heat Recovery Steam Generator – A Theoretical Investigation. In: *WSEAS Transactions on heat and mass transfer* (2007), Nr. 2, S. 17–27

**Walter u. Hofmann 2011**

WALTER, Heimo ; HOFMANN, René: How can the heat transfer correlations for finned-tubes influence the numerical simulation of the dynamic behavior of a heat recovery steam generator? In: *Applied Thermal Engineering* 2011 (2011), Nr. 31, S. 405–417

**Walter u. Linzer 2005**

WALTER, Heimo (Hrsg.) ; LINZER, Wladimir (Hrsg.): *Numerical Simulation of a Three Stage Natural Circulation Heat Recovery Steam Generator*. 2005

**Walter u. Linzer 2006a**

WALTER, Heimo ; LINZER, Wladimir: Flow Stability of Heat Recovery Steam Generators. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 128 (2006), Nr. 4, S. 840–848

**Walter u. Linzer 2006b**

WALTER, Heimo ; LINZER, Wladimir: Investigation of the stability of a natural circulation two-pass boiler. In: *Heat and Mass Transfer* 42 (2006), Nr. 6, S. 562–568

**Walter u. a. 2005**

WALTER, Heimo ; LINZER, Wladimir ; SCHMID, Thomas: Dynamic flow instability of natural circulation heat recovery steam generators. In: *16th International Symposium on Transport Phenomena* (2005)



# A Standardkonfiguration

Größe	Symbol	Einheit	Verdampferrohre beheizt	Verdampferrohre unbeheizt	Blenden	Fallrohre	Steigrohre	Rauchgaskanal
Innenradius	$r_i$	mm	20,95	20,95	20,95	79,65	103,25	ergibt sich aus $A$
Querschnittsfläche	$A$	m <sup>2</sup>	ergibt sich aus $r_i$					
Wanddicke	$\tau$	mm	7,33	7,33	7,33	4,5	6,3	80
Länge	$l$	m	20	1,4	0,1	10 / 1,4 (Siphon)	7,7	Je 0,15
Anzahl Rohre	$n$	-	70	70	70	2	3	1
Material			Rostfreier Stahl (Materialnummer 5 in APROS)					
relative Rauigkeit	$k'$	-	0,0024	0,0024	0,0024	0,00063	0,00048	0,00001
Formverlust	$\zeta$	-	0,9	0,4	0	0,9	1,4	0
Anzahl Kontrollvolumen	$m$	-	100	0	0	0	0	0
maximale Zeitschrittweite	$\Delta t$	s	0,01					
Diskretisierungsmethode für die Enthalpiegleichung			Upwind-Verfahren 1. Ordnung					
Fluid-Modell			Homogenes Modell					
inkompressible Strömung			nein					
Axiale Wärmeleitung			nein					

---

Für die Konvektionskonstanten der Wärmeübertrager wurden die folgenden Werte verwendet:

Rohrebene	1	2	3	4	5	6	7	8
$k_{\text{konv}}$	1,35	1,35	1,25	1	1,25	1	1,35	1,45